PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 23. 1. Dezember 1915. Redaktionsschluß für No. 24 am 11. Dezember 1915. 16. Jahrgang.

INHALT:

Dem Andenken der im Kriege gefallenen deutschen Physiker.
Friedrich Hasenöhrl. S. 429.
Eugen Hartmann †. S. 433.
Originalmitteilungen:
F. Hasenöhrl †, Über ein Bezugssystem der Newtonschen Mechanik. S. 435.
M. Born, Über die Dispersion der Drehung der Polarisationsebene in Kristallen. S. 437.
P. Ludewig, Das Verhalten der Röntgenröhre im praktischen Röntgenbetriebe. S. 438.
R. Gans, Über einen thermodynamischen Integrator. S. 450.
W. Drägert, Zur vorstehenden Bemerkung von R. Gans. S. 451.
Besprechungen:
Wo. Ostwald, Die Welt der vernachlässigten Dimensionen. S. 452.
P. Köhn, Die elektrische Kraftübertragung. S. 452.
Personalien. S. 452.
Angebote. S. 452.

Dem Andenken der im Kriege gefallenen deutschen Physiker.

Friedrich Hasenöhrl.

Österreich hat einen seiner besten Physiker vorzeitig in der Vollkraft seines Wirkens verloren.

Als im August des letzten Jahres der fürchterliche Krieg begann, da hat Fritz Hasenöhrl sich mit seinem Kraftwagen freiwillig zur Dienstleistung gemeldet und war in teilweise sehr wichtigen Sendungen anfänglich in Przemysl, dann in Krakau tätig. Da ihm die Wirksamkeit im Festungskommando Krakau nicht genügte, versuchte er sich auch als Flieger-Beobachter im Aeroplan. Da kam im Mai dieses Jahres der schmähliche Treubruch unseres ehemaligen Bundesgenossen Italien und nun litt es ihn nicht länger im Norden. Das Land und die Berge, in denen er Jahr für Jahr des Sommers Erholung gefunden hatte — „seine" Tiroler Berge verteidigen zu helfen, von denen er so viele bestiegen hatte, deren Eigenart er kannte, wie die guter Freunde, — meldete er sich zur Infanterie. Als Kompagniekommandant eines Marschbataillons des 14. Infanterie-Regiments gelang es ihm besonders in glänzender Weise am Schutze des Monte Piano mitzuwirken, doch wurde er dort am 20. Juli durch einen Gewehrschuß in die rechte Schulter verwundet und mußte sich in ein Salzburger Spital begeben. Hatte er schon in Galizien das Signum laudis erhalten, so ward er jetzt durch das Militär-Verdienstkreuz III ausgezeichnet. Kaum notdürftig geheilt wurde er in das Gebiet von Vielgereuth beordert und in heldenmütigem erfolgreichen Kampfe hat er dort, an der Spitze seiner Kompagnie stürmend am 7. Oktober den Heldentod durch eine Granate gefunden. In solda-

tenmäßig würdiger Weise wurde er am 10. Oktober in Vielgereuth von Offizieren zu Grabe getragen und nur wenige ahnten dort, wieviel mehr mit ihm bestattet wurde, als ein schlichter Infanterie-Oberleutnant. Die tiefe Erkenntnis aber, was mit ihm verloren ging, die sich dann allenthalben einstellte und der nachhaltige Eindruck des unersetzlichen Verlustes erhellt am besten aus der Tatsache, daß Seine Majestät der Kaiser von Österreich, in für einen Landsturmoberleutnant ungewöhnlicher Weise in warmen Worten der Witwe unmittelbar seine Anteilnahme telegraphisch zur Kenntnis bringen ließ und ihm noch im Nachhinein die Eiserne Krone mit der Kriegsdekoration verlieh.

Fritz Hasenöhrl wurde in Wien am 30. Nov. 1874 als Sohn des durch seine gehaltvollen Veröffentlichungen auf juristischem Gebiet bekannten Regierungsrates Hof- und Gerichtsadvokaten Dr. Victor Hasenöhrl und dessen Gattin Gabriele geb. Freiin von Pidoll zu Quintenbach geboren. Waren ihm so schon wissenschaftliche Neigungen durch seinen Vater in die Wiege mitgegeben worden, so hatte er auch mütterlicherseits Soldatenblut, denn in vielen Generationen hatten ihre Verwandten Österreich hervorragende Offiziere geliefert. 1884 trat er als interner Zögling in die Theresianische Akademie, wo auf seine Erziehung und Entwicklung neben seinem Onkel Freiherrn Michael von Pidoll, dem damaligen Leiter dieses Institutes, vornehmlich der während seiner Gymnasial-Laufbahn dort wirkende Prof. A. Höfler Einfluß gewann. Eine mathematische Schülerarbeit (1) war seine erste wissenschaftliche Publikation (1892). In diesem Jahre absolvierte er das Gymnasium mit Auszeichnung und wurde mit der für die besten Zöglinge der Anstalt gestifteten goldenen Kaiserpreis-Medaille bedacht. Im Herbst des gleichen Jahres immatrikulierte er sich an der Wiener Universität und wandte sich alsbald mathematisch-physikalischen Studien zu, die er nur 1894-95 unterbrach, um sein militärisches Freiwilligenjahr bei der Kavallerie abzudienen. Noch vorher hatte er eine bei L. Gegenbauer durchgeführte mathematische Seminararbeit (2) der kais. Akademie der Wissenschaften in Wien zur Veröffentlichung übergeben können. Als er seine Studien wieder aufnehmen konnte, war Ludwig Boltzmann (1894) an die Stelle Josef Stefans an die Lehrkanzel für theoretische Physik gekommen und mit größtem Eifer vertiefte sich Hasenöhrl in die von diesem Meister angeregten Probleme. Die erste Frucht war eine Mitteilung (3) in Weiterführung der von Boltzmann so fein ersonnenen Mechanismen zur Analogie elektrischer Induktionsvorgänge. Inzwischen hatte er auch bei F. Exner eine experimentelle Dissertationsarbeit über Dielektrika (4) gemacht, eine Arbeit, deren Weiterführung noch mehrere Publikationen zeitigte (5, 6); gleichzeitig aber auch seine theoretischen Untersuchungen fortgesetzt, was zu einer Abhandlung über die Theorie der Transversalschwingungen eines von Wirbeln durchzogenen Körpers (7) führte. 1897 hat er den Doktorhut der philosophischen Fakultät der Wiener Universität erworben. Aus diesen Studienjahren stammte seine sich in der Folge immer mehr vertiefende Freundschaft, die ihn innig mit seinen engsten Kollegen Benndorf, Haschek, Jäger, Mache, Meyer, Prey, v. Schweidler, v. Smoluchowski, denen sich später besonders v. Lerch zugesellte, verband. In das Frühjahr 1899 fällt seine Hochzeit mit Ella Brückner. Wenn je der Spruch: „Jung gefreit hat nie gereut" Geltung hatte, so trifft er zu für diese in jeder Hinsicht voll harmonische Ehe, in welcher ihm ein Sohn und eine Tochter geboren wurden.

Anläßlich eines Besuches Boltzmanns in Leyden hatte Prof. Kamerlingh-Onnes ihn um die Empfehlung eines Assistenten gebeten; Boltzmann wandte sich an Hasenöhrl und dieser zog im Herbst 1898 nach Holland, wo er ein Jahr verblieb, die letzten Monate schon als junger Ehemann. Dort im kryogenen Laboratorium entstand die Arbeit über die Dielektrizitätskonstante von verflüssigtem Stickoxydul und Sauerstoff (8). Wie sehr er sich die Freundschaft von Kamerlingh-Onnes und auch von H. A. Lorentz zu erwerben wußte, hat ersterer jetzt in einem warmen Nachruf in den holländischen Blättern[1]) kundgegeben und in liebevollen Worten gedenkt er der schönen Stunden, die er und sein Kreis mit dem jungen Paare verlebte und wie er sich an dem prächtigen Geigenspiel Hasenöhrls erbauen durfte. Wie viele Abende reinsten musikalischen Genusses verdanken ihm auch alle seine Wiener Freunde, die so oft sich seines feinsinnigen technisch vollkommenen Spieles erfreuten! Wie sehr fühlten sie mit ihm, als er nach seiner ersten Verwundung in Salzburg schilderte, wie unwillkürlich einer seiner ersten Gedanken danach, seine Geige war!

1899 kam er nach Wien zurück, veröffentlichte eine Untersuchung über ein allgemeines Problem der Potentialtheorie (9) und konnte sich bereits Ende dieses Jahres als Privatdozent an der Universität seiner Heimatstadt habilitieren. Die besondere Sorgfalt, mit der er sich der Ausarbeitung seiner Vorlesungen widmete, hat schon damals eine Schar anhänglicher Hörer (u. a. Ehrenfest, Ehrenhaft, Herglotz) um ihn versammelt und blieb kennzeichnend für seine ganze spätere Lehrtätigkeit. In die Zeit bis 1905 fallen die Untersuchungen, die unter Nr. 10 bis 23 im folgenden Verzeichnis angeführt sind und ihn in weiteren Kreisen bekannt machten. Für die Abhandlung „Zur Theorie der Strahlung bewegter Körper" (17), hat ihm die kais. Akad. d. Wiss. in Wien 1905 den „Haitinger-Preis" zuerkannt, begründet durch den Satz: „Er hat darin das sehr bemerkenswerte Gesetz abgeleitet, daß die bei einer relativ gegen den Lichtäther erfolgenden Bewegung eines strahlungsundurchlässigen Körpers in dessen Hohlräumen auftretenden Druckkräfte eine scheinbare Vermehrung der Masse des betreffenden Körpers bewirken". Das Studium der Wirkungen des Lichtdruckes gehörte fortan zu seinen Lieblingsthemen.

1905 wurde er als außerordentlicher Professor an die Wiener Technische Hochschule berufen, wo er bis 1907 neben G. Jäger wirkte und Physik für die Fachschulen der Maschinenbauer und Chemiker vorzutragen hatte. Er fand sich rasch in die neuen Aufgaben und eine Abhandlung (24), die für die Praxis der Schnellumlauf-Warmwasserheizung von Bedeutung wurde, kennzeichnet dies.

1906 war Ludwig Boltzmann gestorben, und die Fakultät entschloß sich 1907 zur Berufung des erst 33jährigen Friedrich Hasenöhrl an die Wirkstätte dieses Großen. Sie hat keinen Fehlgriff getan; neben seiner wissenschaftlichen Tätigkeit (vgl. Verzeichnis S. 430), deren schöne, zum Teil grundlegende Ergebnisse zu würdigen es hier an Platz fehlt, die auch 1910 durch die Wahl zum korrespondierenden Mitgliede der Wiener kais. Akad. d. Wiss. und 1911 und 1913 auch in der Einladung zu den bekannten „Solvay-Kongressen" nach Brüssel Zeichen allgemeiner Anerkennung fand, hat er es insbesondere verstanden, eine „Schule" zu bilden, der anzugehören, u. a. Flamm, Herzfeld, Kottler, Schrödinger, Thirring, Wolf in wärmster Verehrung ihres Lehrers stolz sind.

1) Nieuwe Rotterdamsche Courant, 19. Okt. 1915. Avonblad A. Leyden, Lokalblatt.

Mit liebevoller Gewissenhaftigkeit hat Hasenöhrl auch die gesammelten wissenschaftlichen Arbeiten seines großen Vorgängers Boltzmann durchgearbeitet und herausgegeben.

In der philosophischen Fakultät der Universität Wien war er der ausgesprochene Liebling, und genoß absolutes Vertrauen bei Alt und Jung. Immer ein wohlgemuter, heiterer Gesellschafter, voll ursprünglichen Humors und wenn er zuweilen sarkastisch wurde, niemals verletzend, stets hilfsbereit und voller natürlicher Liebenswürdigkeit, hat er nur Freunde hinterlassen. Die Studentenschaft hing an ihm mit bewundernder Liebe, sie sah in ihm nicht nur den hervorragenden Lehrer, sondern auch den Förderer des akademischen Vereins deutscher Mathematiker und Physiker und insbesondere auch der sportlichen Unternehmungen. Selbst ein gewandter Skiläufer und geübter Bergsteiger, fand er die größte Befriedigung in dem Genusse der Natur und sein damit zusammenhängendes spezielles Interesse an geologischen Problemen führte ihn als immer gern gesehenen Gast gar oft zur Teilnahme an den von seinen mineralogisch-geologischen Kollegen veranstalteten Exkursionen.

Der Ausbildung seiner Schüler, mit denen er stets in freundschaftlichstem persönlichen Kontakt stand, galten vorwiegend die letzten Jahre seines Wirkens. In einem vierjährigen Zyklus trug er theoretische Physik, ergänzt durch ein Seminar und Besprechungen neuerer Literaturerscheinungen, in einem Ausmaße und mit einer Vertiefung vor, die wohl nirgends überboten wurde. Die Abschriften seiner Vorlesungen sind erhalten und es ist zu hoffen, daß dieses würdige Denkmal von Hasenöhrls Tätigkeit herausgegeben durch seine Schüler erhalten bleiben wird.

In seinem Nachlaß fand sich unter anderem ein kurzes Manuskript, das in diesem Hefte mit abgedruckt wird.

Im Altertum sagte man: „Wen die Götter lieben, den fällen sie jung". Vielleicht wurde ihm wirklich manche Bitternis künftigen Lebens erspart —, ob uns das aber über den Verlust des herzenswarmen Freundes, ob es seine Schüler über den Entgang eines liebevollen Beraters und glänzenden Lehrers, ob es die Wissenschaft, die um einen ihrer erfolgreichsten und würdigsten Vertreter gekommen und um die schönsten Zukunftshoffnungen ärmer ist, zu beruhigen vermag —, er stand uns zu nahe, als daß wir uns damit trösten könnten.

Wien, Anfang November 1915.

Stefan Meyer.

Abhandlungen von Fritz Hasenöhrl:

1. Elementare Berechnungen des Richtungskoeffizienten, der Fläche und der Länge der gemeinen Zykloide (mitgeteilt von A. Höfler). „Österreichische Mittelschule" **6**, Heft II, 1892.
2. Über das quadratische Reziprozitätsgesetz. (Seminararbeit bei L. Gegenbauer.) Wien. Anz., 5. April 1894.
3. Ein mechanisches Polycykel als Analogon der Induktionswirkungen beliebig vieler Kreisströme. (Seminararbeit bei L. Boltzmann.) Wien. Ber. **105**, 900, 1896.
4. Über den Temperaturkoeffizienten der Dielektrizitätskonstante in Flüssigkeiten und die Mosotti-Clausiussche Formel. (Dissertation bei F. Exner.) Wien. Ber. **105**, 460, 1896.
5. Über den Temperaturkoeffizienten der Dielektrizitätskonstante in festen Isolatoren. Wien. Ber. **106**, 69, 1897.
6. Über den Rückstand und die Leitfähigkeit von Paraffin und Schwefel. Wien. Ber. **107**, 1035, 1898.
7. Zur Theorie der Transversalschwingungen eines von Wirbeln durchzogenen Körpers. Wien. Ber. **107**, 1015, 1898.
8. Die Dielektrizitätskonstante von verflüssigtem Stickoxydul und Sauerstoff. Comm. Physic. Lab. Univ. Leiden (Prof. H. Kamerlingh-Onnes) Nr. 52. Akad. Wetensch. Amsterdam 1899, S. 211.
9. Über ein Problem der Potentialtheorie. (Habilitationsschrift.) Wien. Ber. **108**, 1667, 1899.
10. Über das Gleichgewicht eines elastischen Kreiszylinders. Wien. Ber. **110**, 1026, 1901.
11. Über die Absorption elektrischer Wellen in einem Gas. Wien. Ber. **111**, 1230, 1902.
12. Nachtrag zu der Abhandlung: Über die Ab-

sorption elektrischer Wellen in einem Gase. Wien. Ber **112**, 30, 1903.
13. Über die Grundgleichungen der elektromagnetischen Lichttheorie für bewegte Körper. Wien. Ber. **111**, 1525, 1902.
14. Über die Anwendbarkeit der Hamiltonschen partiellen Differentialgleichung in der Dynamik kontinuierlich verbreiteter Massen. Boltzmann-Festschrift, S 642, 1904.
15. Über die Veränderung der Dimensionen der Materie infolge ihrer Bewegung durch den Äther. Wien. Ber. **113**, 469, 1904.
16. Über die Reziprozität des Strahlenganges in bewegten Körpern. Thermodynamische Ableitung des Fresnelschen Fortführungskoeffizienten. Wien. Ber. **113**, 493, 1904.
17. Zur Theorie der Strahlung bewegter Körper. Wien. Ber. **113**, 1039, 1904.
18. Zur Theorie der Strahlung in bewegten Körpern. Ann. d. Phys. (4) **15**, 344, 1904.
19. Über den Druck des Lichtes. Wien. Vierteljahrsber. chem. phys. Unterr. 23. II. 1904.
20. Zur Theorie der Strahlung in bewegten Körpern. Berichtigung. Ann. d. Phys. (4) **16**, 589, 1905.
21. Über den Druck des Lichtes. (Referat.) Jahrb. d. Rad. u. El. **2**, 267, 1905.
22. Über die thermodynamischen Gesetze der Wärmestrahlung. Wien. Vierteljahrsber. chem. phys. Unterr., 6. Juni 1905.
23. Zur Integration der Maxwellschen Gleichungen. Verh. d. D. Phys. Ges. **7**, 449, 1905; diese Zeitschr. **7**, 37, 1906.
24. Zur Theorie der Schnellumlauf-Warmwasserheizung. „Gesundheits-Ingenieur", Zeitschr. f. d. gesamte Städtehygiene, No. 22, 1906.
25. Ludwig Boltzmann. Zeitschr. Elektrotechn. Ver. Wien. No. 41, 1906.
26. Zur Ableitung des mathematischen Ausdruckes des zweiten Hauptsatzes. Wien. Ber. **115**, 1005, 1906.
27. Über den Lichtäther. Ver. f. Verbr. naturwiss. Kenntn. Wien **47**, Heft 10, 1907.
28. Zur Theorie der stationären Strahlung in einem gleichförmig bewegten Hohlraume. Ann. d. Phys. (4) **22**, 791, 1907.
29. Zur Thermodynamik bewegter Systeme. Wien. Ber. **116**, 1391, 1907.
30. Zur Thermodynamik bewegter Systeme (Fortsetzung). Wien. Ber. **117**, 209, 1908.
31. Zur Berechnung der elektromagnetischen Masse des Elektrons. Wien. Ber. **117**, 691, 1908.
32. Über die Umwandlung kinetischer Energie in Strahlung. Verh. d. D. Phys. Ges. **11**, 501, 1909; diese Zeitschr. **10**, 829, 1909.
33. Bericht über die Trägheit der Energie. Jahrb. d. Rad. u. El. **6**, 485, 1909.
34. Über den Widerstand, welchen die Bewegung kleiner Körperchen in einem mit Hohlraumstrahlung erfüllten Raume erleidet. Wien. Ber. **119**, 1327, 1910.
35. Über ein Theorem der statistischen Mechanik. Wien. Ber. **120**, 923, 1911.
36. Über die Grundlagen der mechanischen Theorie der Wärme. Verh. d. D. Phys. Ges. **13**, 756, 1911; diese Zeitschr. **12**, 931, 1911.
37. Erhaltung der Energie und die Vermehrung der Entropie. Bd. Physik in „Kultur der Gegenwart", S. 661, 1913. (1915.)
38. Bericht über die Errichtung eines Denkmals für Ludwig Boltzmann im Arkadenhof der Wiener Universität. Selbstverlag. 1913.

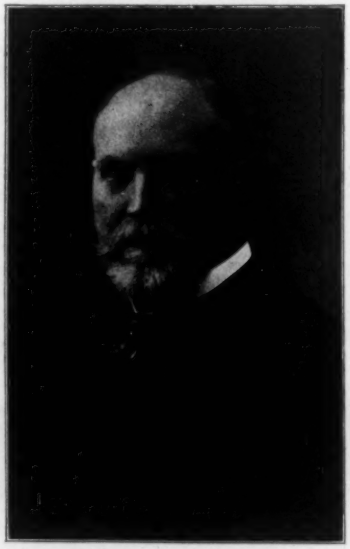
Wissenschaftliche Abhandlungen von Ludwig Boltzmann, herausgegeben von F. H. 1909. 3 Bde. bei Johann Ambr. Barth.

Eugen Hartmann †.

Eugen Hartmann, dessen Tod für weite Kreise einen schmerzlichen Verlust bedeutet, hinterläßt auch in der Physik einen Namen von Ruf und Klang. Er war der Begründer und älteste Leiter der Firma Hartmann & Braun, die sich in seinem Geiste der physikalischen Wissenschaft allezeit hilfsbereit und dienstwillig erwies. Seine selten warmherzige und großdenkende Persönlichkeit hat auch zahlreichen anderen Unternehmungen Antrieb und Stütze gegeben, aus denen für die Physik dauernder Segen entsproß. So erschien es den Herausgebern dieser Zeitschrift eine Dankespflicht, dem Wirken dieses ungewöhnlichen Mannes hier ein Denkmal zu setzen.

Hartmann war am 26. Mai 1853 in Nürtingen in Württemberg geboren und erhielt seine Schulbildung auf der Realschule in Ulm. Als Sohn eines Seminaroberlehrers hat er dem Lehrerstand stets aufrichtige Achtung entgegengebracht und für pädagogische Aufgaben besonderes Verständnis gezeigt. Da er schon frühzeitig eine große technische Begabung verriet, gab man ihn bei einem guten Feinmechaniker in die Lehre. Nach absolvierter Lehrzeit begannen die Jahre seiner eigentlichen Ausbildung. Die württembergische Regierung sandte ihn als Assistenten der Reichskommission auf die Wiener Weltausstellung. 1874 bezog er die Universität Göttingen, die Hochburg der Präzisionswissenschaft, um dort Physik zu studieren. Lebte doch noch Wilhelm Weber, der Begründer des absoluten Maßsystems. Eduard Riecke wurde sein Lehrer. Er nahm sich des hochbegabten jungen Landsmannes in der ihm

eigenen stillen Weise an. War der junge Schwabe in seiner eben begründeten Häuslichkeit ein oft und gern gesehener Gast, so sorgte Riecke gleichzeitig für seine wissenschaftliche Schulung. Von 1875 an las er die Webersche Hauptvorlesung, daneben leitete er das von seinem Vorgänger Kohlrausch geschaffene physikalische Praktikum. Während nun Hartmann hier die Aufgaben der Wissenschaft und auch ihr Rüstzeug kennen lernte, verdiente er sich gleichzeitig als wissenschaftlicher Zeichner für die Werkstätte von Meyerstein seinen Lebensunterhalt.



Hartmann verdankt Riecke die Einführung bei dem alten Wilhelm Weber selbst, den er „einen der erlauchtesten Gelehrten des letzten Jahrhunderts" nennt, und dessen Persönlichkeit einen bedeutenden Einfluß auf seine Entwicklung übte. Immer wieder erwähnte er mit besonderer Verehrung diesen Mann, und in späteren Jahren gab er seiner Erinnerung an die Göttinger Zeit dadurch Ausdruck, daß er sein neu erbautes Wohnhaus mit den Bildern von Gauß und Weber schmückte und es „Gauß-Weber-Haus" nannte. Von einer Erwerbung des Doktorgrades mußte Hartmann aus Mangel an Mitteln absehen. Um so größer war vor wenigen Jahren seine Freude, als ihn die Stuttgarter Hochschule zu ihrem Ehrendoktor ernannte. Die Staatsregierung ehrte im Jahre 1901 seine Verdienste um die Wissenschaft durch Verleihung des Professortitels.

Prof. Eugen Hartmann

„Ein freundlicher Zufall", wie Hartmann sagte, brachte es mit sich, daß er auf der Versammlung von Physikern und Astronomen, welche in Göttingen den 100. Geburtstag von Gauß feierten, Friedrich Kohlrausch kennen lernte. Kohlrausch wünschte den talentvollen und gut geschulten jungen Mechaniker nach Würzburg zu ziehen.

Als Hartmann noch die Übersiedelung vorbereitete, lernte er in München den Forschungsreisenden Eduard Steinheil kennen, der nach dem Tode ihres Begründers Carl August Steinheil der Inhaber der berühmten optisch-astronomischen Werkstätte war. Während einer Reise nach Columbien übernahm Hartmann die technische Leitung der Werkstätte und lernte hier die Technik der Glasschleiferei. Der unerwartete Tod Steinheils veranlaßte die Lösung des Vertrags, und nunmehr erfolgte die Eröffnung einer optischen und mechanischen Werkstätte von Eugen Hartmann in Würzburg. Die Würzburger Zeit 1879 bis 1884 ist nahezu ganz der gemeinsamen Arbeit mit Kohlrausch gewidmet. Hier entstanden die wohlbekannten durch Hartmanns Geschick und Schönheitssinn ebenso sehr wie durch Kohlrauschs Erfindergabe ausgezeichneten, auch heute noch mustergültigen Apparate.

Im Jahre 1882 erhielt die Firma einen kapitalkräftigen und kaufmännisch erfahrenen Teilhaber in dem späteren Kommerzienrat Wunibald Braun, der auf Anraten seines Bruders, Professor Ferdinand Braun, in die Firma eintrat. Nach zwei Jahren schon erfolgte die Übersiedelung nach Frankfurt. Der Name Hartmann & Co. wird in Hartmann & Braun umgeändert und es beginnt nun der industrielle Aufstieg, zu dem die Würzburger Jahre den Grund gelegt hatten, und der den Weltruf der Firma begründete. Zugleich aber hören die eigenen Konstruktionen Hartmanns im wesentlichen auf. Das Geschäft ist zu groß geworden,

und Hartmann kann nur noch die Leitung in der Hand behalten, während er das Einzelne erprobten Mitarbeitern überlassen muß. Nur meteorologisch-aeronautische Instrumente hat er, alten Neigungen folgend, noch in den letzten Jahren neu konstruiert und Verbesserungen an diesen Instrumenten haben ihn bis in seine letzten Tage beschäftigt. Seiner Tatkraft verdankt auch das Aeronautische Observatorium auf dem Feldberg i. T. sein Entstehen.

Seit der Übersiedelung nach Frankfurt hat Hartmann in wachsendem Maße an dem öffentlichen wissenschaftlichen Leben sich beteiligt. Er war eines der einflußreichsten Mitglieder des Elektrotechnischen Vereins und wirkte — ein immer wieder uns begegnender Zug Hartmanns — für die Aufgabe, die einzelnen Vereine zu einem einheitlichen Verband zusammenzufassen. Viel Zeit widmete er dem Physikalischen Verein, dessen Vorsitzender er jahrelang war, den er in ein neues großes Gebäude hinüberführte und an dessen Anschluß an die zu errichtende Universität er mit allen Kräften arbeitete. Er hat auch der Kommission für die Einführung eines einheitlichen Normalgewindes (des sog. Löwenherz-Gewindes) angehört. Die Göttinger Vereinigung zählte ihn zu ihren Mitgliedern. Für alles und für alle hatte Professor Hartmann Gedanken und Zeit, freilich nur zu sehr auf Kosten der Nachtruhe und der eigenen Gesundheit. Wie er in Würzburg an den Sonntag-Vormittagen seinen Lehrlingen Zeichenunterricht gab und ihnen in Frankfurt eine Lehrwerkstätte einrichtete, so galt sein Interesse und seine Fürsorge in gleicher Weise jedem, der sich ihm mit einem Anliegen näherte. In dem Kuratorium der Göttinger Fachschule für Feinmechanik wirkte er mit einem unermüdlichen Pflichtgefühl für eine Steigerung des präzisions-mechanischen Könnens auf wissenschaftlicher Grundlage.

Den dauernden Anstrengungen vermochte selbst Eugen Hartmanns kräftiger Körper nicht Widerstand zu leisten. Seit zwei Jahren sahen seine Freunde ein Nachlassen seiner Spannkraft. Aber der lebhafte Geist hat bis in die letzte Stunde den Körper gezwungen. Ein Herzschlag setzte am 18. Oktober dem Leben des Unermüdlichen ein Ziel.

R. Wachsmuth.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über ein Bezugssystem der Newtonschen Mechanik[1]).

Von Fritz Hasenöhrl †.

Alle Wahrnehmungen, die sich auf die Bewegung eines Systems materieller Punkte, sagen wir etwa der Himmelskörper, beziehen, enthalten lediglich Beziehungen der relativen Lage und Bewegung der einzelnen Teile des Systems[2]).

Im Gegensatze dazu geht die Newtonsche Mechanik von einem bestimmten, ausgezeichneten Bezugssystem, dem Inertialsystem aus, dem nur die bezüglich des letzteren in gleichförmiger Translation befindlichen Koordinatensysteme äquivalent sind.

Das Inertialsystem kann auch dadurch definiert werden, daß es das einzige ist, in bezug auf das die Schwerpunkts- und Flächensatze, die Impulssätze gelten. (Zwei Bezugssysteme, die sich gegeneinander in gleichförmiger Translation befinden, wollen wir nicht unterscheiden.)

Die genannten Sätze scheinen auf den ersten Blick auf einen metaphänomenalen Träger eines ausgezeichneten Bezugssystems (z. B. des Äthers) hinzuweisen. Doch ist hier natürlich eine andere, gewissermaßen entgegengesetzte Deutung möglich:

Wie auch immer sich ein System von Punkten bewegen mag, stets kann man ein Koordinatensystem bestimmen, bezüglich dessen die Impulssätze gelten. Es ist daher selbstverständlich, daß es ein Bezugssystem gibt, in welchem Schwerpunktsätze und Flächensätze, sagen wir etwa für das Planetensystem gelten.

Ein solches Bezugssystem kann immer bestimmt werden. Dazu hat man so vorzugehen:

Man wähle zuerst ein ganz beliebiges, durch die materiellen Punkte festlegbares Koordinatensystem, z. B. ein System, das mit der Erde fest verbunden ist; oder ein Koordinatensystem, dessen XY-Ebene stets Mars, Merkur und Jupiter enthalten soll; dessen Ursprung im Mars liegt, und dessen X-Achse stets vom Mars zum Merkur hinweist. In bezug auf ein solches System haben natürlich die Newtonschen Gleichungen, daher auch Schwerpunkts- und Flächen-

1) Aus seinem Nachlaß. (1911.)
2) Vgl. E. Mach, Die Mechanik in ihrer Entwicklung. III. Aufl., S. 232. Leipzig 1897.

satz keine Geltung. In diesem System S seien x_i, y_i, z_i die Koordinaten des Massenpunktes m_i als Funktionen der Zeit bekannt.

Wir suchen nun ein System S', in bezug auf das die sechs Impulssätze gelten, zu bestimmen. Das ist stets möglich. Denn die Lage S' gegenüber S ist durch sechs Parameter gegeben, zu deren Bestimmung die sechs Impulssätze gerade ausreichen. (Man erhält sechs Differentialgleichungen, in denen die obigen sechs Parameter und ihre Differentialquotienten nach der Zeit, sonst aber nur bekannte Funktionen der Zeit vorkommen, wenn die Bewegung der materiellen Punkte im System S gegeben ist.)

Das System S' ist also durch die Bewegung der materiellen Punkte in S gegeben. Bezüglich S' gelten die Gleichungen der Newtonschen Mechanik. Transformiert man dieselben wieder auf S, so erhält man Gleichungen, die für jedes beliebige, in beliebiger Translation und Rotation befindliche System gelten.

Es ist natürlich zu erwarten, daß die betreffenden Gleichungen viel weniger einfach sind, als die Newtonschen. Doch hat es vielleicht ein gewisses Interesse, die Gleichungen einmal explizite hinzuschreiben. Wir beschränken uns der Einfachheit halber auf den Fall einer zweidimensionalen Bewegung.

Wir denken uns also eine Anzahl materieller Punkte m_i, deren Koordinaten bezüglich S, x_i und y_i sein sollen, die sich stets in der Ebene bewegen. Da das System S ganz beliebig gewählt ist, haben Schwerpunkts- und Flächensatz keine Gültigkeit.

Wir führen nun das System S' durch die Transformation

$$\begin{aligned} x' &= \mathfrak{x} + x\cos\alpha + y\sin\alpha \\ y' &= \mathfrak{y} - x\sin\alpha + y\cos\alpha \end{aligned} \qquad (1)$$

ein, und wollen die Größen $\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}$, α so als Funktionen der Zeit bestimmen, daß bezüglich S' Schwerpunktssätze und Flächensatz gelten, daß also:

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{M}\Sigma m_i x_i' &= A + Bt \\ \frac{1}{M}\Sigma m_i y_i' &= C + Dt \\ \Sigma m_i\left(x_i'\frac{dy_i'}{dt} - y_i'\frac{dx_i'}{dt}\right) &= F \end{aligned}\right| \qquad (2)$$

wird, wobei A, B, C, D, F Konstanten sind, und $M = \Sigma m_i$ gesetzt ist.

Setzen wir noch

$$\begin{aligned} \Sigma m_i x_i &= M\xi \\ \Sigma m_i y_i &= M\eta, \end{aligned}$$

so sind ξ und η die Koordinaten des Schwerpunktes im System S. ξ und η werden irgendwelche, mehr oder weniger komplizierte Funktionen der Zeit sein.

Machen wir in (2) die Substitution (1), so erhalten wir Gleichungen zur Bestimmung der Größen $\mathfrak{x}$, $\mathfrak{y}$ und α.

Bei den zwei ersten Gleichungen (2) ist die Substitution sofort durchgeführt; wir erhalten:

$$\begin{aligned} \mathfrak{x} + \xi\cos\alpha + \eta\sin\alpha &= A + Bt \\ \mathfrak{y} - \xi\sin\alpha + \eta\cos\alpha &= C + Dt. \end{aligned} \qquad (3)$$

Ein wenig umständlicher ist die Durchführung der Substitution in der dritten der Gleichungen (2). Wir erhalten vor allem:

$$F = \Sigma m\left(x'\frac{dy'}{dt} - y'\frac{dx'}{dt}\right) =$$

$$\Sigma m\Big\{(\mathfrak{x} + x\cos\alpha + y\sin\alpha)\frac{d}{dt}(\mathfrak{y} - x\sin\alpha + y\cos\alpha)$$

$$-(\mathfrak{y} - x\sin\alpha + y\cos\alpha)\frac{d}{dt}(\mathfrak{x} + x\cos\alpha + y\sin\alpha)\Big\}.$$

(Der Index i soll jetzt weggelassen werden.) Benützen wir die bereits gewonnenen Gleichungen (3), so erhalten wir:

$$F = M(D\mathfrak{x} - B\mathfrak{y}) + \frac{d\mathfrak{y}}{dt}M(\xi\cos\alpha + \eta\sin\alpha) -$$

$$\frac{d\mathfrak{x}}{dt}M(-\xi\sin\alpha + \eta\cos\alpha) +$$

$$\Sigma m\Big\{(x\cos\alpha + y\sin\alpha)\frac{d}{dt}(-x\sin\alpha + y\cos\alpha) -$$

$$(-x\sin\alpha + y\cos\alpha)\frac{d}{dt}(x\cos\alpha + y\sin\alpha)\Big\},$$

oder nach abermaliger Benutzung von (3)

$$F = MD(\mathfrak{x} + \xi\cos\alpha + \eta\sin\alpha) - MB(\mathfrak{y} -$$

$$\xi\sin\alpha + \eta\cos\alpha) - M\Big\{(\xi\cos\alpha + \eta\sin\alpha)\frac{d}{dt}$$

$$(-\xi\sin\alpha + \eta\cos\alpha) - (-\xi\sin\alpha + \eta\cos\alpha)\frac{d}{dt}$$

$$(\xi\cos\alpha + \eta\sin\alpha)\Big\} + \Sigma m\Big\{(x\cos\alpha + y\sin\alpha)\frac{d}{dt}$$

$$(-x\sin\alpha + y\cos\alpha) - (-x\sin\alpha + y\cos\alpha)$$

$$\frac{d}{dt}(x\cos\alpha + y\sin\alpha)\Big\}$$

oder:

$$\begin{aligned} F = M(AD - BC) - M\left(\xi\frac{d\eta}{dt} - \eta\frac{d\xi}{dt}\right) + \\ \dot{\alpha}M(\xi^2 + \eta^2) \\ + \Sigma m\left(x\frac{dy}{dt} - y\frac{dx}{dt}\right) - \\ \dot{\alpha}\Sigma m(x^2 + y^2). \end{aligned} \qquad (4)$$

Diese Gleichung liefert uns $\dot{\alpha}$ und durch eine Quadratur α, wenn die Konstanten A, B, C, D und F, so wie die Bewegung im System

S gegeben ist. Ist α berechnet, so erhalten wir auch $\mathfrak{x}$ und $\mathfrak{y}$ mit Hilfe von (3). Die Gleichungen (3) und (4) geben uns also das gesuchte System S' bis auf eine ganz belanglose, zu α hinzutretende Integrationskonstante.

(Eingegangen 16. November 1915.)

Über die Dispersion der Drehung der Polarisationsebene in Kristallen.

Von M. Born.

In meinem Buche „Dynamik der Kristallgitter“[1]) habe ich gezeigt, daß die optische Aktivität der Kristalle als Folge der Gitterstruktur aufzufassen ist. Leider bin ich durch äußere Umstände verhindert, die dort skizzierte Theorie ausführlich zu bearbeiten. Doch will ich nicht unterlassen, eine Ungenauigkeit richtig zu stellen, die mir bei der Diskussion der Formel für die Dispersion der Drehung der Polarisationsebene in der Richtung der Achse eines einachsigen Kristalles unterlaufen ist. Ich habe nämlich im letzten Paragraphen auf Seite 113 behauptet, daß die Drehung der Polarisationsebene als Funktion der Frequenz des Lichtes niemals unendlich wird — versteht sich unter Vernachlässigung der Dämpfung. Diese Behauptung ist aber nur richtig unter der Voraussetzung, daß sämtliche Eigenschwingungen (Dispersionsfrequenzen) „einfach“ sind. Eine Eigenschwingung wird $q$fach zu nennen sein, wenn ihr q linear unabhängige Lösungen der linearen Gleichungen entsprechen, die die freien Schwingungen des Kristalles in erster Näherung (Wellenlänge $= \infty$) bestimmen. Im allgemeinen werden neben einfachen eine Anzahl mehrfacher Eigenfrequenzen vorhanden sein. Dann muß man den genannten Satz auf die ersteren beschränken und ihn folgendermaßen formulieren:

Die Drehung der Polarisationsebene bleibt (bei Vernachlässigung der Dämpfung) an den einfachen Eigenfrequenzen endlich und wird an jeder mehrfachen Eigenfrequenz von erster Ordnung unendlich.

Um diesen Satz zu begründen, knüpfe ich an die Formel (302), S. 111, meines Buches an, indem ich hinsichtlich der Begriffe und Bezeichnungen auf die dort gegebene zusammenhängende Darstellung verweise. Durch diese Formel wird eine Größe

$$\varrho = \frac{1}{\delta^2} \sum_{j=4}^{3s} \sum_{j'=4}^{3s} \frac{\overline{\Phi}_{j,j'} (\mathfrak{Q}^{(j)}, \mathfrak{e}^{(1)}) (\mathfrak{Q}^{(j')}, \mathfrak{e}^{(2)})}{i (\hat{\sigma}_j^2 - \hat{\sigma}^2) (\hat{\sigma}_{j'}^2 - \hat{\sigma}^2)} \tag{1}$$

definiert, die im wesentlichen für die Drehung der Polarisationsebene maßgebend ist. Nun habe ich dort gesagt, man könne ϱ folgendermaßen in einfache Partialbrüche zerlegen:

$$\varrho = \sum_{j=4}^{3s} \frac{\varrho_j}{\hat{\sigma}_j^2 - \hat{\sigma}^2}. \tag{2}$$

Aber das ist nur unter der Voraussetzung richtig, daß die sämtlichen Eigenwerte $\hat{\sigma}_j^2$ einfach sind.

Sei etwa $\hat{\sigma}_{j''}^2$ ein $q+1$facher Eigenwert; dann können wir annehmen, daß

$$\hat{\sigma}_{j''}^2 = \hat{\sigma}_{j''+1}^2 = \cdots = \hat{\sigma}_{j''+q}^2 \tag{3}$$

sämtlich $= \hat{\sigma}_{j''}^2$ sind.

Die diesen Indizes j'', $j''+1$, $\cdots j''+q$ entsprechenden Glieder in ϱ haben demnach alle den gleichen Nenner $(\hat{\sigma}_{j''}^2 - \hat{\sigma}^2)^2$ und lauten daher

$$\frac{\sum_{j=j''}^{j''+q} \sum_{j'=j''}^{j''+q} \overline{\Phi}_{j,j'} (\mathfrak{Q}^{(j)}, \mathfrak{e}^{(1)}) (\mathfrak{Q}^{(j')}, \mathfrak{e}^{(2)})}{\delta^2 i (\hat{\sigma}_{j''}^2 - \hat{\sigma}^2)^2}. \tag{4}$$

Folglich muß an die Stelle der Formel (303) des Buches die folgende treten:

$$\varrho = \sum_{j'} \frac{\varrho_{j'}}{\hat{\sigma}_{j'}^2 - \hat{\sigma}^2} + \sum_{j''} \frac{\varrho_{j''}}{(\hat{\sigma}_{j''}^2 - \hat{\sigma}^2)^2}. \tag{5}$$

Dabei ist die erste Summe über alle einfachen, die zweite über alle mehrfachen Eigenwerte zu erstrecken; für $\varrho_{j'}$ gilt die Formel (303′) des Buches

$$\varrho_{j'} = \frac{1}{\delta^2} \sum_{j} \frac{\Phi_{j,j'}}{i (\hat{\sigma}_{j'}^2 - \hat{\sigma}_j^2)} \{ (\mathfrak{Q}^{(j)}, \mathfrak{e}^{(1)}) (\mathfrak{Q}^{(j')}, \mathfrak{e}^{(2)}) - (\mathfrak{Q}^{(j')}, \mathfrak{e}^{(1)}) (\mathfrak{Q}^{(j)}, \mathfrak{e}^{(2)}) \}, \tag{6}$$

wo die Summe über alle von $\hat{\sigma}_{j'}$ verschiedenen (einfachen und mehrfachen) Eigenwerte zu erstrecken ist, und es ist

$$\varrho_{j''} = \frac{1}{\delta^2 i} \sum_{j=j''}^{j''+q} \sum_{j'=j''}^{j''+q} \overline{\Phi}_{j,j'} (\mathfrak{Q}^{(j)}, \mathfrak{e}^{(1)}) (\mathfrak{Q}^{(j')}, \mathfrak{e}^{(2)}). \tag{7}$$

Da die $\overline{\Phi}_{j,j'}$ rein imaginär sind und bei Vertauschung der Indizes ihr Vorzeichen wechseln, so sind offenbar $\varrho_{j'}$ und $\varrho_{j''}$ reelle Zahlen.

Aus der Größe ϱ, dem Quadrate des Brechungsindex

$$n^2 = 1 + \frac{1}{\delta^2} \sum_{j=4}^{3s} \frac{(\mathfrak{Q}^{(j)}, \mathfrak{e}^{(1)})^2}{\hat{\sigma}_j^2 - \hat{\sigma}^2} \tag{8}$$

und der Ableitung

1) B. G. Teubner. 1915.

$$\mu = \delta \frac{dn^2}{d\hat{\omega}^2} = \frac{1}{\delta^2} \sum_{j=4}^{3s} \frac{(\mathfrak{Q}^{(j)},\ \mathfrak{e}^{(1)})^2}{(\hat{\omega}_j^2 - \hat{\omega}^2)^2}, \qquad (9)$$

setzt sich nun die Drehung ϑ für eine 1 cm dicke Schicht in folgender Weise zusammen (Formel (307), S. 112):

$$\vartheta = \frac{\delta}{2c^2} \frac{\varrho n^2}{\mu}. \qquad (10)$$

Hier geben offenbar die Glieder von ϱ mit quadratischem Nenner dazu Veranlassung, daß an den betreffenden Frequenzen ϑ von erster Ordnung unendlich wird; es nimmt die Form an

$$\vartheta = a + b\hat{\omega}^2 + R(\hat{\omega}^2) + \sum_{j''} \frac{\vartheta_{j''}}{\hat{\omega}_{j''}^2 - \hat{\omega}^2}, \qquad (11)$$

wo $R(x)$ eine überall endliche, echt gebrochene rationale Funktion bedeutet und die Summe über alle mehrfachen Eigenfrequenzen zu erstrecken ist.

Diese Formel (11) hat an die Stelle der Formel (308), S. 112, des Buches zu treten. Sie lehrt, daß sich die einfachen und mehrfachen Dispersionsfrequenzen hinsichtlich der Drehung der Polarisationsebene durchaus verschieden verhalten. Es wird von Interesse sein, die damit signalisierten Erscheinungen genauer zu untersuchen.

(Eingegangen 12. November 1915.)

Das Verhalten der Röntgenröhre im praktischen Röntgenbetriebe.

Von Paul Ludewig.

I.

Wenn in der Röntgentechnik von dem „Widerstand" einer Röntgenröhre gesprochen wird, so ist damit ein mehr gefühlsmäßiger, als exakt wissenschaftlicher Begriff verbunden. Geht man diesem Begriff etwas näher zu Leibe, so findet man, daß gerade so wie beim Lichtbogen auch bei der Röntgenröhre Widerstand und Stromstärke nicht voneinander unabhängig sind, und daß es daher keinen Sinn hat, von einem Widerstand der Röhre zu sprechen. Es liegt deswegen nahe, dieselben Überlegungen, mit denen H. Th. Simon[1]) eine elektrodynamische Theorie der Lichtbogenvorgänge begründet hat, auch auf die Röntgenröhre zu übertragen. Auch hier wird man wie beim Lichtbogen zwischen statischen und dynamischen Vorgängen zu unterscheiden haben.

Die statischen Vorgänge bei einer Röntgenröhre sind von H. Kröncke[1]) eingehend untersucht worden. Mit einer besonderen Schaltungsanordnung zur Erzeugung von hochgespanntem, kontinuierlichen Gleichstrom ist es ihm gelungen, bei verschiedenem Vorschaltwiderstand die zusammengehörenden Werte von Strom und Spannung zu ermitteln und für eine Anzahl verschieden harter Röntgenröhren die statischen Charakteristiken zu zeichnen. Er fand für eine weiche, zwei mittelharte und eine harte Röntgenröhre, die Charakteristiken I, II, III und IV (Fig. 1).

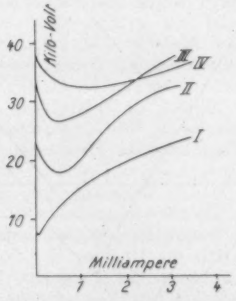


Fig. 1.

Von besonderem Interesse für die folgenden Überlegungen sind seine Ausführungen über die Höhe des Zündgipfels. Er schreibt: „Die Zündgipfel der Charakteristiken in Fig. 1 sind so zu verstehen, daß bei der Kurve II z. B. eine Spannung von 22 Kilovolt nötig wäre, um eine soeben ausgeschaltete Röhre sofort wieder zu zünden. Von dieser Zündspannung ist die Spannung zu unterscheiden, die nötig ist, um die kalte, seit längerer Zeit nicht benutzte Röhre zu zünden, und die durchschnittlich um 50 Proz. und mehr höher ist als die Zündspannung, die sich aus der Charakteristik ergibt."

Im Anschluß daran definiert H. Kröncke als „Anfangsspannung" die Spannung, die nötig ist, eine kalte Röhre durch Anlegen von Gleichspannung zu zünden. Wir wollen diese Definition übernehmen und im Gegensatz dazu als „statische Zündspannung" die Zündspannung bezeichnen, welche durch die Krönckeschen Kurven bestimmt ist, und welche für die im Betrieb mit kontinuierlicher Gleichspannung warm gewordene Röhre bei neuem Einschalten nach kurzer Pause in Frage kommt.

In einer zweiten Veröffentlichung hat H.

1) H. Th. Simon, diese Zeitschr. **6**, 297, 1905; **7**, 433, 1906.

1) H. Kröncke, Gött. Diss. 1913.

Kröncke[1]) diese statischen Charakteristiken weiter diskutiert, und besonders die Erscheinung aufzuklären versucht, daß man beim Betrieb der Röntgenröhre mit einer Influenzmaschine meist große Schwierigkeiten[2]) hat.

Die Höhe der Betriebsspannung V_0 (siehe Fig. 2) und die Widerstandslinie W legen die beiden Schnittpunkte A und B mit der Charak-

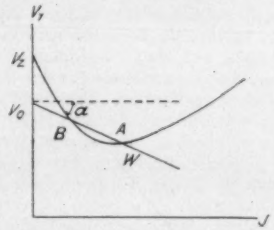


Fig. 2.

teristik fest. Von diesen beiden Betriebszuständen ist bekanntlich nur A stabil. H. Kröncke glaubt, daß es unmöglich ist, mit einer Influenzmaschine einen stabilen Betrieb zu erhalten, es sei denn, daß die Röhre sehr weich ist. „Da eine Influenzmaschine nicht imstande ist, erhebliche Energiemengen zu liefern, so werden sich die überhaupt möglichen Betriebszustände immer nur bei kleinen Werten des Stromes J, also im fallenden Ast der Charakteristik abspielen; und hier ist . . . . . stabiler Betrieb nur dann möglich, wenn die Charakteristik von einer noch stärker fallenden Widerstandslinie geschnitten wird." Er schließt daraus, daß der Influenzmaschinenbetrieb nur dadurch stabil zu machen ist, daß ein Vorschaltwiderstand vor die Röntgenröhre geschaltet wird.

Während seine Überlegungen nur für den statischen Fall, also für den Betrieb mit der Influenzmaschine oder andere, kontinuierliche Gleichspannung liefernde Hochspannungsquellen gelten, soll im folgenden versucht werden, die Charakteristikendarstellung auch auf dynamische Vorgänge und im besonderen auf den Betrieb mit Induktorium und Hochspannungsgleichrichter auszudehnen.

Es ist bereits von A. Wertheimer[3]) der Versuch gemacht worden, die dynamischen Charakteristiken von Röntgenröhren experimentell zu bestimmen, und zwar beim Betrieb mit sinusförmigem Wechselstrom. Die großen experimentellen Schwierigkeiten des Problems haben nicht zu eindeutigen Resultaten geführt.

Bis heute ist man dieser Schwierigkeiten nicht Herr geworden. Wollte man z. B. mit dem Oszillographen die Strom- und Spannungskurven gleichzeitig aufnehmen, so müßte man einen Punkt des Hochspannungskreises erden, und da ferner die zur Röntgenröhre parallel liegende Spannungsschleife einen Strom verbraucht, der von derselben Größenordnung ist, wie der in der Röntgenröhre fließende Strom, so ändert man aus zweifachem Grunde die vor Einschaltung des Oszillographen herrschenden Betriebsverhältnisse so ab, daß eine einwandfreie Messung unmöglich ist. Mit Hilfe der Braunschen Röhre hat kürzlich A. Wehnelt[1]) durch vollkommen symmetrischen Aufbau der Versuchsanordnung den Verlauf der Spannung aufzunehmen vermocht. Würde man zu gleicher Zeit auch den Strom zu registrieren versuchen, so würde die Symmetrie und damit die Stromverhältnisse im Hochspannungskreis gestört werden.

Da es demnach aussichtslos erscheint, eine experimentelle Bestimmung der dynamischen Charakteristiken auszuführen, so stellte sich der Verfasser die Frage, ob es möglich sei, auf Grund einiger glaubhafter Annahmen die dynamische Charakteristik für eine möglichst einfache, der Praxis nahe kommende Spannungskurve zu konstruieren, und die Aufgabe, die Brauchbarkeit seiner Schlußfolgerungen an einigen praktischen Beispielen zu prüfen.

II.

Beim Lichtbogen besteht der Unterschied zwischen der statischen und der dynamischen Charakteristik darin, daß die Punkte der ersten Gleichgewichtszustände charakterisieren, die der zweiten nicht; und zwar handelt es sich um ein Gleichgewicht zwischen der vom Strom erzeugten Erhitzung der Elektroden und der durch Leitung und Strahlung weggeführten Wärmemengen. Bei veränderlichem Strom ist dieser Gleichgewichtszustand nicht in jedem Augenblick erreicht, sondern es ist eine gewisse Trägheit vorhanden. Dies hat zur Folge, daß die Spannungswerte bei zu- und abnehmendem Strom nicht dieselben sind. Denn infolge der erwähnten Trägheit findet ein bestimmter Stromwert bei abnehmendem Strom die Lichtbogenelektroden heißer vor als vorher. So kommt als dynamische Charakteristik ein Kurvenverlauf zustande, der eine Fläche umschließt, und den

1) H. Kröncke, Fortschritte auf dem Gebiete der Röntgenstrahlen **22**, 596, 1914/15.

2) Siehe z. B. Seemann, Ann. d. Physik **38**, 781, 1912.

3) A. Wertheimer, Gött. Diss. 1911 (Leipzig, S. Hirzel).

1) A. Wehnelt, Ann. d. Physik **47**, 1112, 1915.

H. Th. Simon[1]) als Lichtbogenhysteresiskurve bezeichnet.

Die Frage, ob bei einer Röntgenröhre ähnlich wie beim Lichtbogen eine Hysteresis vorhanden ist, muß bejaht werden. Wir nehmen an, daß zweierlei Ursachen für das Auftreten der Hysteresis maßgebend sind.

Wie von H. Kröncke bereits erwähnt, spielt die Erwärmung der Röhre für die Höhe der Zündspannung eine wichtige Rolle. Ähnlich wie beim Lichtbogen die Erhitzung der Elektroden wird daher bei der Röntgenröhre die Erwärmung der Röhre von Einfluß sein. Da aber die Temperaturdifferenz der Röhre gegenüber der umgebenden Luft — im Vergleich zur Erhitzung der Lichtbogenelektroden — nur geringe Werte annimmt, so wird die auf diese Ursache sich gründende Hysteresis nur bei langsam verlaufenden Stromveränderungen in Erscheinung treten. Denn nur bei ihnen hat die Röhre Zeit, größere Wärmemengen an die Außenluft abzugeben und sich den Veränderungen des Stromes entsprechend abzukühlen und zu erwärmen.

Die zweite Ursache für eine Hysteresis ist in der durch den selbständigen Stromdurchgang erzeugten Ionisierung des Röhreninnern zu suchen. Nach jedem Stromdurchgang wird die Luft im Innern noch eine gewisse Leitfähigkeit behalten, da sich alle Ionen erst nach einer gewissen Zeit wieder vereinigt haben. Da die Wiedervereinigung aber sehr schnell vor sich geht, so wird die daraus entspringende Hysteresis nur bei schnell verlaufenden Stromänderungen eine merkliche Rolle spielen.

Da wir es im praktischen Betriebe der Röntgentechnik mit Veränderungen in der Stromkurve zu tun haben, die sehr plötzlich sind, und da sich ferner die Wärme der Röhre auf einen Mittelwert einstellt, so wird zunächst nur die zweite Hysteresisursache zu berücksichtigen sein. Wir kommen auf die erste, besonders bezüglich der durch sie bewirkten Veränderungen der Zündspannung, später zurück und wollen für unsere weiteren Ausführungen folgende Annahmen machen.

1. Bei der Röntgenröhre ist eine Hysteresis vorhanden, die bei sehr schnell verlaufenden Vorgängen eine Rolle spielt.

2. Bei veränderlicher Spannung ist die Härte der von einer Röntgenröhre ausgesandten Strahlen in jedem Augenblick der an der Röhre liegenden Spannung proportional.

3. Die Kurve der Spannung, mit welcher die Röntgenröhre betrieben wird, besteht aus einzelnen, kurzdauernden Stößen von der Form

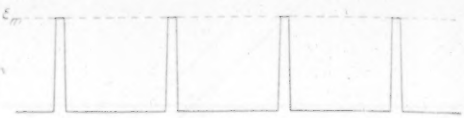


Fig. 3.

der Fig. 3. Die Spannung steigt in jedem Stoß sehr schnell auf ihren Maximalwert E_m, bleibt dort eine kurze Zeit konstant und fällt dann wieder schnell auf Null. Zwischen den einzelnen Stößen sind langdauernde Pausen vorhanden.

Die erste Annahme ist oben bereits besprochen. Die zweite fußt auf den von H. Kröncke[1]) erhaltenen Resultaten. Bei seinem Betrieb mit kontinuierlichem Gleichstrom konnte er nachweisen, daß die Härte der Röntgenstrahlen der an der Röntgenröhre liegenden Gleichspannung proportional ist. Wir übernehmen dies Resultat auch auf den Betriebszustand in jedem einzelnen Augenblick des dynamischen Vorganges.

Es fragt sich, ob die modernen Betriebsformen der Röntgentechnik eine Spannungskurve liefern, die der Fig. 3 entspricht. Beim Induktorium entsteht die Sekundärspannung durch die Veränderungen des primären Stromes. Der Stromanstieg soll bei einem günstigen Betrieb so langsam sein, daß die durch ihn erzeugte Schließungsspannung zu vernachlässigen ist. Dagegen wird der primäre Stromabfall durch eine gute Konstruktion des Unterbrechers so schnell gemacht, daß die Öffnungsspannung sehr groß wird. Allerdings werden häufig durch diesen Öffnungsinduktionsstoß in der Primär- und der Sekundärspule elektrische Schwingungen angeregt, so daß der sekundäre Spannungsstoß von elektrischen Schwingungen überlagert ist. Es geht das Bestreben dahin, diese Schwingungen so weit wie möglich zu unterdrücken, so daß man demnach in einer gewissen Annäherung beim Induktorium einen Spannungsverlauf nach Fig. 3 annehmen kann.

Bei dem Betrieb mit dem Hochspannungsgleichrichter wird der hochgespannte Strom des Wechselstromtransformators durch einen rotierenden Umschalter gleichgerichtet. Sind die Annahmebügel so eingestellt, daß jeder ganze Wechsel durch den Hochspannungskreis hindurchgeht, so hat die Spannungskurve die Gestalt der Fig. 4. Sind sie dagegen so weit

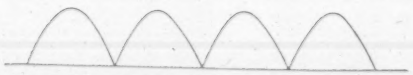


Fig. 4.

1) l. c.

1) H. Kröncke, l. c.

Fig. 5.

gestellt, daß immer nur im Maximalwert der Spannung ein Stromübergang stattfinden kann, so wird eine Spannung geliefert, wie sie Fig. 5 zeigt. Dieser letzte Fall deckt sich daher mit unserer Annahme 3.

III.

Was geschieht nun, wenn man an eine Röntgenröhre eine Spannung anlegt, deren zeitlicher Verlauf der Fig. 3 entspricht? Betrachtet man jeden einzelnen Spannungsstoß, so sieht man, daß er ebenso verläuft, wie wenn man beim Betrieb mit kontinuierlichem Gleichstrom den Strom öffnet, einen kurzen Augenblick schließt und wieder öffnet. Ist E der maximale Spannungswert jedes Stoßes und R der Widerstand des Sekundärkreises und nimmt man an, daß sich in jedem Stoß der statische Zustand einstellt, so würde, falls $\operatorname{tg} \alpha = R$ ist, (s. Fig. 6) in jedem Stoß der Betriebszustand A erreicht werden. Da wir vorausgesetzt haben, daß die Trägheit des Stromdurchganges nur für sehr schnell verlaufende Stromänderungen in Frage kommt, so wollen wir die letzte Annahme als richtig ansehen, und dabei gleich darauf hinweisen, daß sich auf sie alle folgenden Betrachtungen stützen.

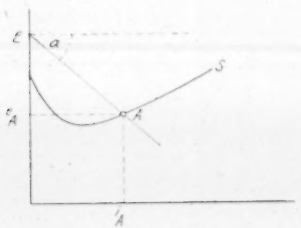


Fig. 6.

Bei schnellen Änderungen der Spannung, wie sie in unserer Kurve bei jedem Anstieg und Abfall vorhanden sind, wird die auf der Ionisierung des Röhreninnern beruhende Hysteresis zur Wirkung kommen und der Stromzustand in der Röhre nicht in jedem Augenblick dem statischen entsprechen, sondern durch seine Vorgeschichte beeinflußt sein. Die Folge ist, daß beim Stromanstieg ein Zündgipfel überstiegen werden muß. Dieser Zündgipfel ist gleich der Spannung, die nach H. Kröncke nötig ist, um eine eben ausgeschaltete Röhre sogleich wieder zu zünden. Am Ende des Stoßes wird die Spannung infolge der Hysteresis nicht wieder merklich steigen, sondern die Röntgenröhre wird in der sehr kurzen Zeit des Stromabfalls ihre Leitfähigkeit behalten.

Auf Grund dieser Überlegungen läßt sich sowohl der zeitliche Verlauf der an der Röntgenröhre liegenden Spannung als auch der ungefähre Verlauf der dynamischen Charakteristik konstruieren. Ist nämlich die Kurve a (Fig. 7) die von der Hochspannungsquelle gelieferte Spannung, so hat die Spannung an der Röntgenröhre den Verlauf der Kurve b, sie steigt zunächst in steilem Anstieg auf den hohen Zündwert, fällt dann auf einen Wert, der dem stabilen Gleichgewichtspunkt der statischen Charakteristik entspricht und geht beim plötzlichen Sinken der Spannung auf Null herab. Die entsprechende dynamische Charakteristik zeigt die Fig. 8.

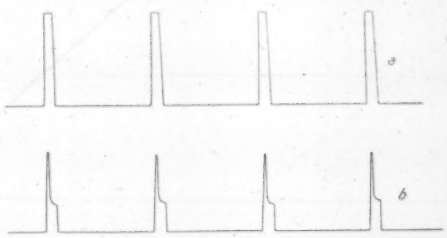


Fig. 7.

Fig. 8.

Diese Kurven, die für eine harte Röhre gelten, ändern sich bei weichen Röhren. Je weicher die Röhre ist, desto weniger hoch wird der Zündgipfel und entsprechend auch der ganze übrige Verlauf der Charakteristik liegen.

Würde man die Dauer des Stromstoßes

mehr und mehr abkürzen, so könnte man schließlich dahin kommen, daß der statische Zustand in jedem Stoß nicht mehr erreicht wird. In diesem Fall hätte die dynamische Charakteristik mit der statischen nichts mehr gemeinsam. Der dem größten Stromwert der dynamischen Charakteristik entsprechende Punkt würde nicht mehr dem Punkt A der statischen Charakteristik entsprechen, sondern bei höheren Spannungen liegen. Die Fig. 9 enthält dynamische Charakteristiken verschieden langer Stoßdauer. Wir wollen, wie erwähnt, im folgenden immer annehmen, daß die Stoßdauer so lang ist, daß der statische Zustand in jedem Stoß wirklich erreicht wird[1]). Jeder neue Stoß findet die Röhre wieder in dem gleichen Zustand, wie der vorhergehende. Bei jedem einzelnen Stoß muß demnach die Spannung erst den dynamischen Zündgipfel übersteigen, und jeder Stoß wird den gleichen Spannungsverlauf zur Folge haben.

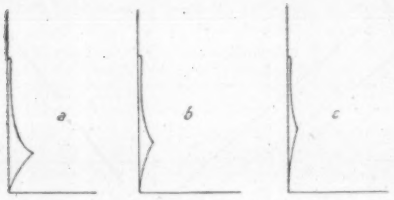


Fig. 9.

Daß bei langandauerndem Betrieb die Röhre härter oder auch weicher wird, hat in Gasabsorptionserscheinungen seinen Grund. Von diesen langsamen Veränderungen sehen wir hier ab.

Nehmen wir jetzt unsere Annahme 2 zu unseren bisherigen Betrachtungen hinzu, so ergibt sich, daß bei jedem einzelnen Spannungsstoß von der Röhre ein Strahlengemisch ausgeht, dessen Hauptbestandteil der Spannung e_A (Fig. 6) entspricht, daß aber im Beginn jedes einzelnen Röntgenlichtblitzes eine weit härtere Strahlung ausgesandt wird. Die Gesamtheit der Strahlen wird daher zwar im wesentlichen einer bestimmten Härte entsprechen, daneben werden aber härtere und auch — den niederen Spannungswerten am Ende des Stoßes entsprechend — weichere Strahlen vorhanden sein.

Bisher haben wir jeden Stoß einzeln betrachtet und angenommen, daß bei ihm die Schnelligkeit der Bildung und Wiedervereinigung der Ionen im Innern der Röhre eine Rolle spielt. Dabei sollte sich die Temperatur der Röhre auf einen Mittelwert einstellen und keine wesentlichen Schwankungen aufweisen. Es ist nun nicht zu verkennen, daß die Temperaturschwankungen der Röhre beim praktischen Betriebe dennoch eine Rolle spielen können, und zwar besonders dann, wenn die Pausen[1]) zwischen den Stößen ziemlich lang sind. Es wird so der Fall eintreten können, daß die Zündspannung beim Beginn jedes Stoßes nicht mehr den von H. Kröncke gefundenen Wert hat, sondern daß die Röhre in der zwischenliegenden Pause Zeit gehabt hat, sich abzukühlen, und daß daher die Zündspannung höher liegt. Mit abnehmender Stoßzahl wird daher die Zündspannung der Röhre steigen.

So kann es kommen, daß auch beim Betrieb einer sehr weichen Röhre, bei der nach Kröncke kein nennenswerter Zündgipfel vorhanden ist, dennoch in jedem Stoß anfänglich eine höhere Spannung auftreten wird.

Zugleich folgt daraus, daß mit abnehmender Stoßzahl die Härte einer Röhre größer werden wird.

IV.

Die hier gegebene Theorie macht es möglich, eine große Anzahl von Erscheinungen, die man im praktischen Röntgenbetrieb beobachtet hat, zu erklären und zugleich einen umfassenden Einblick in dies Gebiet zu gewähren. Es sollen im folgenden derartige Fälle besprochen werden.

A. Wenn unsere Annahme 2 und der Verlauf der an der Röntgenröhre liegenden Spannung nach Fig. 7b richtig ist, so muß sich in den von der Röntgenröhre bei jedem Stoß ausgehenden Strahlen ein Gemisch verschiedener Härte experimentell nachweisen lassen. Dieser Versuch ist von F. Dessauer[2]) gemacht worden. Eine aus Aluminium bestehende Metalltreppe wurde um ihr eines Ende in Umdrehung versetzt und das Röntgenstrahlengemisch eines einzelnen, mit einem Induktor erzeugten Induktionsstoßes auf sie fallen gelassen. Aus der Schwärzung der unter der rotierenden Metalltreppe liegenden photographischen Platte war zu ersehen, daß im ersten Augenblick des Schlages sehr harte Strahlen ausgesandt werden, und daß deren Härte bis zum Ende des Schlages beträchtlich abnimmt. Ein Wiederansteigen der Härte am Schluß ist nicht zu bemerken. Dieses Versuchsergebnis stimmt mit unseren Annahmen gut überein.

B. Betreibt man eine Röntgenröhre mit einem

1) Die sich darauf gründenden Überlegungen würden mit einigen Einschränkungen auch für den anderen Fall gültig sein.

1) Für den Induktorbetrieb mit dem Wehneltunterbrecher gilt diese Überlegung nicht.

2) F. Dessauer, diese Zeitschr. 14, 246, 1913.

Induktor, so findet man oft, daß die Röhre nicht gleichmäßig brennt, sondern flackert. Oft ist dem durch Erhöhung der Sekundärspannung abzuhelfen; oft hilft auch dieses Mittel nicht.

Nach unserer Theorie können wir hier zwei Fälle unterscheiden. Im ersten Fall vermag der Induktor so viel Strom zu liefern, wie dem in jedem Stoß erreichten Betriebszustand A (Fig. 6) der Röhre entspricht. Dagegen ist die in jedem Stoß erreichte maximale Spannung E nur so groß, daß sie die dynamische Zündspannung gerade ein wenig überragt. Wenn nun der im Primärkreis des Induktoriums liegende Unterbrecher nicht ganz gleichmäßig arbeitet, und wenn aus diesem oder einem anderen Grunde die primäre Stromunterbrechung einmal etwas weniger schnell oder bei etwas kleinerem Primärstrom erfolgt, so ist die Sekundärspannung kleiner als die Zündspannung. Auch bei Verwendung des Hochspannungsgleichrichters sind derartige Spannungsschwankungen wohl möglich. In jedem Fall, wo die Spannung E unterhalb der Zündspannung bleibt, ist aber eine Zündung der Röhre unmöglich, sie setzt aus und flackert[1]).

Der andere Fall tritt dann ein, wenn zwar die Spannung E genügend groß ist, wenn dagegen der Induktor — beim Hochspannungsgleichrichter wird dieser Fall seltener vorkommen — sekundäre Ströme von nur geringer Stärke liefern kann. Angenommen, die Spannung E (Fig. 10) sei so groß, daß sie die Zündspannung bei weitem übertrifft. Ferner sei im Röntgenröhrenstromkreis ein so großer Widerstand vorhanden, daß A der statische Betriebszustand der Röhre ist. Nun sei es aber mit dem Induktor nur möglich, Ströme von höchstens i_A Ampere zu erhalten. Dies ist häufig dann der Fall, wenn der Eisenkern des Induktors sehr klein ist. Liegt nun A gerade an der

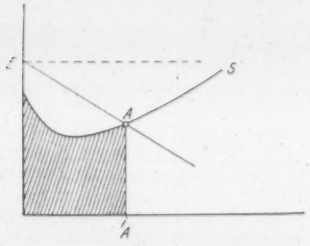


Fig. 10.

Grenze dieses (in der Figur schraffierten) Gebietes, so wird eine kleine Spannungserhöhung den Betriebszustand A nach rechts und damit zu Stromstärken verschieben, die der Induktor nicht herzugeben vermag. Auch jetzt wird die Röhre flackern. Dagegen ist in diesem Fall durch Erhöhung der Spannung ein sicherer Betriebszustand nicht zu erreichen, sondern entweder durch Einschaltung von Widerstand in den Sekundärkreis oder durch ein allerdings nur in gewissen Grenzen mögliches Herabsetzen der Sekundärspannung.

C. Mit dem unter B besprochenen Erscheinungen steht ein anderes wichtiges Problem in engem Zusammenhang. In den ersten Entwicklungsjahren der Röntgentechnik hat man sich lange darum gestritten, ob es zur Erreichung von großen Strahlenintensitäten zweckmäßig sei, einen Induktor mit sehr großer Schlagweite zu benutzen. Die Vertreter der einen Ansicht gingen von dem Gedanken aus, daß eine hohe Spannung in jedem Stoß auch eine große Stromstärke und damit eine große Strahlenintensität zur Folge haben müsse. Es hat sich aus den praktischen Versuchen ergeben, daß dieser Weg der falsche ist und daß es zweckmäßiger ist, den Induktor nur so zu dimensionieren, daß seine Spannung gerade noch zur Zündung auch sehr harter Röntgenröhren hinreicht. Während der Induktor des ersten Typus nur einen dünnen Eisenkern und zur Erreichung der hohen Sekundärspannung eine übergroße Anzahl von Windungen dünnen Drahtes besaß, entstand allmählich als zweiter und moderner Typus der Induktor mit sehr großem Eisenkern und einer Sekundärspule von mäßiger Windungszahl und relativ dickem Drahte.

Die größere Zweckmäßigkeit des zweiten Typus läßt sich ohne weiteres auf Grund der Charakteristikendarstellung (s. Fig. 11) verstehen. Nimmt man an, daß S die statische Charakteristik der benutzten Röntgenröhre ist, und daß E, die maximale Spannung eines modernen Induktors, größer als die Zündspannung der Röntgenröhre ist, so ist, da in diesem Fall der Widerstand der Sekundärspule klein ist, die Widerstandslinie G unter kleinem Winkel α zu zeichnen. Die Röhre wird von dem großen Strom i_A durchflossen, und man erhält so einen bezüglich der Strahlenintensität sehr ergiebigen Betrieb.

Der alte Induktor habe eine Spannung E'. Man könnte nun die beiden Fälle unterscheiden, daß einmal der auf die Sekundärspule aufgewickelte Draht sehr dünn und daß daher der Ohmsche Widerstand im Sekundärkreis sehr groß ist — und dieser Fall wird meist vorhanden sein — und den anderen Fall, daß

1) Diese Erklärung ist auch von H. Kröncke in seiner Dissertation S. 18 kurz erwähnt.

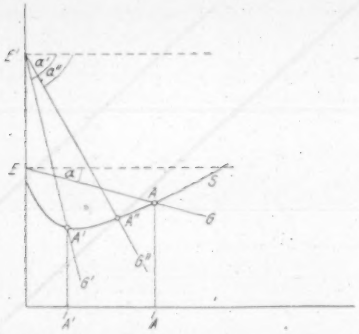


Fig. 11.

der Draht relativ großen Querschnitt hat. Im ersten Fall würde die Widerstandslinie G' unter dem Winkel α', im zweiten G'' unter dem Winkel α'' zu ziehen sein und die Punkte A' bzw. A'' würden die Betriebszustände der Röntgenröhre charakterisieren.

Es kann nun möglich sein, daß der Eisenkern dünn ist und daß daher die in ihm aufgespeicherte magnetische Energie so klein ist, daß sie in der Sekundärspule trotz der hohen Spannung doch keinen so großen Strom zustande bringen kann, wie dem Betriebszustand A'' entspricht. In diesem Fall hätte die Wahl des dickeren Drahtes für die Sekundärspule überhaupt keinen Zweck.

In dem meist bei Induktorien sehr hoher Sekundärspannung vorkommenden Fall ist der Widerstand der Sekundärspule sehr groß. Es stellt sich dann trotz der hohen Spannung nur der Sekundärstrom i''_A ein und die durch ihn ausgelöste Strahlenmenge ist gering.

Aus all dem ergibt sich, daß es keinen Zweck hat, im Röntgenbetriebe eine übertrieben große Sekundärspannung zu verwenden, daß vielmehr ein Induktor — oder beim Hochspannungsgleichrichterbetrieb ein Transformator — verwendet werden muß, der eine zur regelmäßigen Zündung härtester Röhren genügende Spannung zu liefern vermag; daß man seinem Eisenkern einen beträchtlichen Querschnitt gibt und dadurch die aufgespeicherte magnetische Energie groß genug macht, um auch starke sekundäre Ströme herzugeben; und daß man endlich für die Sekundärspule einen nicht zu dünnen Draht wählt, damit der Winkel α, den die Widerstandslinie mit der Abszisse bildet, nicht zu groß wird.

D. Wir haben bisher immer angenommen, daß die von der Hochspannungsquelle gelieferte Spannungskurve nur aus einseitig gerichteten Stößen besteht. Das ist aber beim Induktorbetrieb nicht immer der Fall. Nach jeder Unterbrechung des Primärstromes muß der Strom auch wieder ansteigen und während dieses Stromanstiegs wird sekundär die sogenannte „Schließungsinduktion“ induziert. Sie wird um so größer sein, je schneller der Anstieg des Primärstromes ist.

Benutzt man ein Induktorium der modernen Art, so ist die Schließungsspannung meist so klein gegenüber der Zündspannung der Röhre, daß sie nicht in Betracht kommt. Bei einem Induktorium mit sehr großer Sekundärspannung wird dagegen die Schließungsinduktion — wenn sie auch relativ zur Öffnungsinduktion klein ist — doch absolut genommen so groß sein, daß sie die Zündspannung der Röhre übersteigt. Auch aus diesem Grunde ist daher ein solches Induktorium zum praktischen Betriebe recht ungeeignet.

Bei den modernen Induktorien ist aber noch ein anderer, für die Bedeutung der Schließungsinduktion maßgebender Gesichtspunkt nicht zu vergessen. Man muß nämlich unterscheiden zwischen dem Fall, daß man im Primärkreis des Induktoriums einen Flüssigkeitsunterbrecher (Wehnelt- oder Simonunterbrecher) oder einen mechanischen Unterbrecher verwendet. Im ersten Fall findet sofort nach der Unterbrechung das Wiedereinsetzen des Primärstromes statt. So kann es kommen, daß die Schließungsinduktion in der Röhre noch eine beträchtliche Leitfähigkeit vorfindet und daß demnach im Augenblick ihres Einsetzens der Zündgipfel der Röhre beträchtlich tiefer liegt als beim Einsetzen jedes Stoßes in der bisher vorausgesetzten Spannungskurve. Infolgedessen kann bei diesen Unterbrechern die Schließungsinduktion eine sehr zerstörende Wirkung ausüben. Dies stimmt mit den praktischen Ergebnissen überein.

Bei dem Gebrauch der mechanischen Unterbrecher liegen die Verhältnisse dagegen ganz anders. Hier findet nach jeder Unterbrechung des Primärstromes eine stromlose Pause statt, in welcher die Röntgenröhre Zeit hat, ihren früheren, leitfähigkeitslosen Zustand wieder zu erreichen. Die danach einsetzende Schließungsinduktion findet die Zündspannung der Röhre daher wieder auf der ursprünglichen Höhe und ist — falls nicht gerade sehr ungünstige Verhältnisse vorliegen — nicht in der Lage, zu zünden.

Diese Schlußfolgerungen gelten um so mehr, je weicher die Röhre ist. Es ist selbstverständlich, daß bei weichen Röhren die Schließungsinduktion in jedem Falle eine größere Gefahr bedeutet.

E. Bei dem Betriebe mit dem Induktorium scheint eine Herabsetzung der Zündspan-

nung vor jedem Stoß aus anderen Gründen einzutreten. Die Sekundärspule des Induktoriums besitzt Selbstinduktion und Kapazität, die auf ihre Länge verteilt sind, und ist daher schwingungsfähig. Die Frequenz der Schwingungen ist beim modernen Induktor infolge der geringen Zahl der Windungen und der Wicklungsart relativ hoch. Bei jedem Spannungsstoß wird der Schwingungskreis der Sekundärspule angestoßen, und infolgedessen überlagern sich dem eigentlichen Spannungsstoß schnelle elektrische Schwingungen. Aus Versuchen von B. Walter[1]) ergibt sich, daß diese schnellen Schwingungen bei einfacher Funkenbelastung dem eigentlichen Funken erst den Weg bahnen. Es ist nicht ausgeschlossen, daß sie auch in der Röntgenröhre eine ähnliche Rolle spielen und vor jedem Stromdurchgang eine Leitfähigkeit in der Röhre vorbereiten. Nach unserer Betrachtungsweise würde das heißen, daß beim Betrieb mit dem Induktorium die Zündspannung vor jedem Stoß herabgesetzt wird, und daß sie infolgedessen nicht mehr so hoch ist, als wenn man etwa einmalig die Spannung einer Influenzmaschine an die Röntgenröhre anschalten würde. Es ist sehr wahrscheinlich, daß auch beim Betrieb mit dem Hochspannungsgleichrichter, bei dem die Spannung über Funkenstrecken abgenommen wird, ähnliche Schwingungen auftreten und in ähnlicher Weise wie beim Induktorium zur Herabsetzung der Zündspannung führen.

F. Von besonderer Wichtigkeit sind die Härteänderungen, die ein und dieselbe Röhre bei verschiedener Belastung zeigt, auch wenn der Grad der Luftverdünnung sich in ihrem Innern nicht geändert hat. Solche Härteänderungen sind besonders eingehend von F. Klingelfuß[2]) in der Weise untersucht, daß bei verschiedenen die Röntgenröhre durchfließenden Stromstärken die Härtegrade der ausgesandten Röntgenstrahlen bestimmt wurden. Er erhielt die in Fig. 12 wiedergegebenen Kurven (Ordinate: Strahlenhärte; Abszisse: Stromstärke in Milliampere in der Röhre), die er als Charakteristiken der Röhren bezeichnet, die wir aber zum Unterschied zu unserer Definition der Charakteristik als „Härtecharakteristiken" benennen wollen. Für eine weiche, eine mittelharte und eine harte Röntgenröhre findet er die Kurven 1, 2 und 3 der Fig. 12. (Er schließt aus seinen Messungen, daß bei einer eindeutigen Bezeichnung der Härte einer Röntgenröhre auch angegeben werden muß, bei welcher Stromstärke die Messung vorgenommen worden ist.)

1) B. Walter, Wied. Ann. **66**, 636, 1898; **68**, 776, 1899.

2) Klingelfuß, Verhandlungen der Deutschen Röntgen-Gesellschaft **5**, 62.

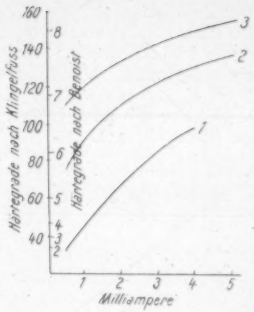


Fig. 12.

Der Verlauf der Charakteristiken ist aus unserer Charakteristikendarstellung ohne weiteres erklärlich. Ist nämlich S (siehe Fig. 13) die statische Charakteristik der benutzten Röntgen-

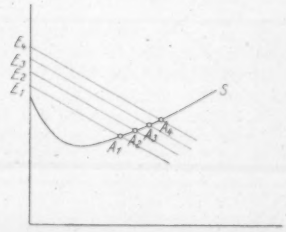


Fig. 13.

röhre und besitzt der Sekundärkreis einen bestimmten und konstanten Ohmschen Widerstand R_0, so muß die Widerstandslinie in jedem Fall unter dem Winkel α gezogen werden, für den die Beziehung $\operatorname{tg}\alpha = R_0$ gilt. Die Änderung der sekundären Stromstärke geschieht durch Vergrößerung der sekundären Spannung. Erhöht man sie stufenweise von E_1 auf E_2, auf E_3, auf E_4, so rückt der Endbetriebszustand jedes Stoßes von A_1 nach A_2, nach A_3, nach A_4; da aber bei diesen Betriebszuständen die Spannung an der Röhre immer höher wird, so muß die Röhre härtere Strahlen geben.

Die Klingelfußschen Kurven zeigen, daß für eine weiche Röhre die Änderung der Härte mit der Stromstärke mehr ins Gewicht fällt, als bei einer harten. Auch das ist nach dem Verlauf der von H. Kröncke bestimmten statischen Charakteristiken verschieden harter Röntgenröhren ohne weiteres verständlich.

Die Klingelfußschen Resultate sind von anderen Autoren angefeindet worden. Diese berichten, daß sich eine Abhängigkeit der

Härte vom Sekundärstrom nicht nachweisen läßt. Auch diese Erscheinung findet in unserer Darstellung seine Erklärung. Benutzt man nämlich ein Induktorium, dessen Sekundärspule einen relativ großen Ohmschen Widerstand besitzt, so wird der Winkel α größer. So kann es kommen (siehe Fig. 14), daß die den Spannungen E_1, E_2, E_3 und E_4 entsprechenden Betriebspunkte A_1, A_2, A_3 und A_4 so liegen, daß die entsprechenden Spannungen fast gleich sind, und daß daher auch die Härte der Röhre ungeändert bleibt. Ja es könnte der Fall eintreten, wo mit zunehmendem Strom die Härte der Röhre abnimmt. Das würde dann geschehen, wenn der Ohmsche Widerstand des Sekundärkreises sehr groß ist und daher die Betriebszustände auf dem abfallenden Ast der Charakteristik liegen. Dieser Fall wird praktisch aber kaum vorkommen.

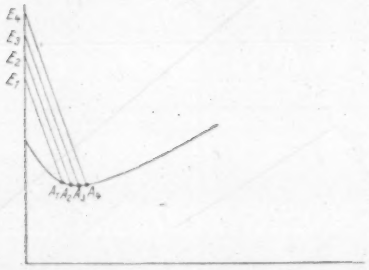


Fig. 14.

G. Die folgende Erscheinung steht mit dem eben behandelten Fall in engem Zusammenhang. Es zeigt sich oft, daß eine Röntgenröhre nicht die gleiche Härte hat, wenn man sie von einem ersten Induktor an einen zweiten anderer Bauart anschaltet, oder wenn man vom Induktorbetrieb zum Betrieb mit dem Hochspannungsgleichrichter übergeht, und zwar auch dann, wenn in allen diesen Fällen die Funkenschlagweite der Induktoren und Hochspannungsgleichrichter auf dieselbe Größe eingestellt war. Die Erklärung ist diese: Ist E (Fig. 15) die allen Hochspannungsquellen gemeinsame Betriebsspannung, so ist der Betriebszustand erst durch die Größe des Widerstandes im Sekundärkreis bestimmt. Da der Widerstand der Sekundärspulen von Induktoren und Transformatoren verschiedener Herkunft verschieden groß sein wird, so müssen wir die Widerstandslinie unter verschiedener Neigung zur X-Achse ziehen. Man erhält so den Winkeln α_1, α_2 und α_3 entsprechend die Betriebszustände

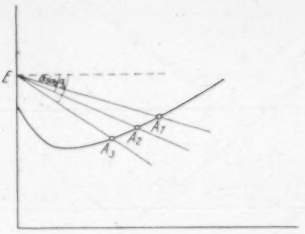


Fig. 15.

A_1, A_2 und A_3 und kann schließen, daß in den meisten Fällen mit größerem Sekundärwiderstand der Härtegrad der Röhre abnehmen wird. Dies Gesetz wird aber nicht in allen Fällen gelten, sondern es wird auch möglich sein, daß trotz der Widerstandsänderung (siehe Fig. 16)

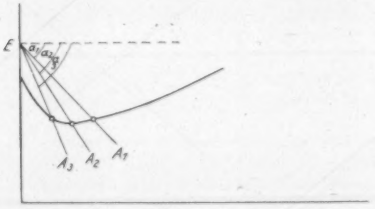


Fig. 16.

eine wesentliche Härteänderung nicht nachgewiesen werden kann.

Es ist ferner zu beachten, daß bei verschiedenen Hochspannungsquellen die elektrischen Schwingungen in der Sekundärspule nicht gleich schnell und von gleicher Amplitude zu sein pflegen, und daß daher ihre Wirkung auf die Herabsetzung der Zündspannung verschieden sein kann. Infolgedessen werden in den verschiedenen Fällen die durch die Zündspannung im ersten Moment jeden Stoßes erzeugten Strahlen verschieden hart ausfallen, und es wird so das Härtemittel des von der Röhre ausgehenden Strahlenkomplexes beeinflußt werden.

Aus unserer Betrachtung ergibt sich ferner ohne weiteres, daß es bei zwei Induktorien mit verschiedenem Widerstand der Sekundärspule nicht möglich ist, bei beiden dieselbe Funkenschlagweite einzustellen und nach der Anschaltung der Röntgenröhre ohne Spannungsänderung den gleichen Strom in der Röhre zu erreichen. Will man mit zwei verschiedenen Induktorien den gleichen Sekundärstrom und zu gleicher Zeit dieselbe Härte der Röntgenstrahlen haben, so ergibt sich die Konstruktion nach Fig. 17, und aus ihr folgt, daß die Funken-

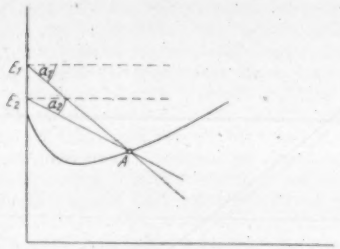


Fig. 17.

schlagweiten der Induktorien — gemessen vor Anschaltung der Röntgenröhre — nicht gleich sein können. Da man aber in der Praxis die Härte einer Röntgenröhre sehr häufig mit der Funkenstrecke bestimmt, so folgt aus unseren Überlegungen, daß diese Messung nicht einwandfrei und mit der größten Vorsicht anzuwenden ist. Nur wenn man beim Betrieb desselben Instrumentariums bleibt, vermag die Funkenstrecke ein angenähertes, qualitatives Maß für die Härte der Röntgenröhre zu geben.

H. Bei Versuchen, die um einige Jahre zurückliegen, fand ich, daß die Härte einer mit einem Induktorium betriebenen Röntgenröhre zunahm, als vor die Röhre eine Luftfunkenstrecke geschaltet und alles andere ungeändert gelassen wurde. So zeigen Fig. 18 und 19 die

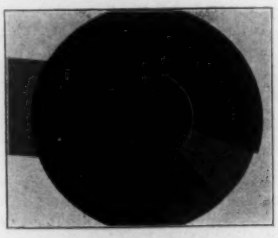


Fig. 18.

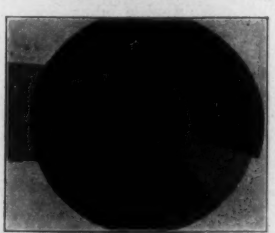


Fig. 19.

Photographien eines Härtemessers vom Benoist-Walter-Typus nach einer Bestrahlung mit einer Röntgenröhre ohne und mit Einschaltung einer Funkenstrecke. Während die Härte im ersten Falle etwa 3 beträgt, hat sie im zweiten Fall die Größe 5. Es ist also eine recht wesentliche Änderung eingetreten. Bei den Versuchen wurde im Primärkreis des Induktoriums allerdings der Wehneltunterbrecher benutzt; bei seiner Verwendung hat nach Versuchen des Verfassers[1]) eine Änderung im Sekundärkreis auch eine Änderung der primären Unterbrechungszahl, der primären Stromamplitude und damit auch eine Änderung der Größe der Sekundärspannung zur Folge. Ganz eindeutig ist daher der vorliegende Versuch nicht. Es zeigte sich aber auch bei Verwendung eines mechanischen Unterbrechers, bei dem diese Fehlerquellen wegfallen, daß die Härte bei Einschaltung einer Funkenstrecke zunahm.

Will man diese Erscheinung mit Hilfe der Charakteristik zu erklären versuchen, so müßte man die Charakteristik der Funkenstrecke und die Charakteristik der Röntgenröhre in bekannter Weise zusammenfassen und die zu gleichen Stromstärken gehörenden Ordinaten addieren. Man würde so die Charakteristik für die Hintereinanderschaltung der beiden Leitungselemente erhalten. Man könnte dann in ähnlicher Weise wie früher die Betrachtung weiterführen. Leider ist aber für lange Luftfunkenstrecken nicht einmal die statische Charakteristik bekannt, und wie sich die Luftfunkenstrecke bei dynamischen Vorgängen verhält, ist gänzlich unklar.

Jedenfalls wird aber die Wirksamkeit der Funkenstrecke darauf beruhen, daß sie die Dauer des Stromdurchgangs abkürzt. Das ergibt sich schon daraus, daß die Strahlenintensität nach Einschaltung der Funkenstrecke beträchtlich nachläßt. Während der zeitliche Verlauf der Spannung an der Röntgenröhre vor Einschaltung der Funkenstrecke die Gestalt der Kurve *a* (Fig. 20) hat, bleibt nach dem Einschalten der Funkenstrecke nur die Kurve *b* übrig. Im Mittel wird daher im zweiten Fall eine höhere Spannung an der Röntgenröhre liegen und infolgedessen eine härtere Strahlung ausgesandt werden.

Bei der Wiederholung des Versuchs im unterzeichneten Laboratorium fand sich bei Verwendung einer sehr weichen Röhre nach Einschaltung einer Funkenstrecke kein Anstieg der Härte. Das ist daraus zu erklären, daß bei der weichen Röhre der Zündgipfel gegenüber

1) P. Ludewig, Zentralblatt für Röntgenstrahlen I, 325, 1910.

Fig. 20.

dem übrigen Spannungsverlauf nicht wesentlich in Betracht kommt, und daß daher auch eine Abschneidung des letzten Teiles der Kurve keinen wesentlichen Einfluß auf das Spannungsmittel haben kann.

Auch bei Einschaltung von Ventilröhren können Härteänderungen eintreten, deren Ursachen auf ähnlichen Einflüsse zurückgehen, wie die hier beschriebenen.

I. Während der Niederschrift des Vorstehenden erschien die bereits erwähnte Arbeit von A. Wehnelt[1]), die dadurch für unsere Ausführungen von großem Interesse ist, als in ihr zum ersten Mal einwandfreie Kurven für den Verlauf der Sekundärspannung gegeben werden. Allerdings ist die Form der Betriebsspannung nicht die gleiche, wie die hier vorausgesetzte. A. Wehnelt benutzte zum Betriebe der Röntgenröhre einen Hochspannungsgleichrichter, bei dem aber nicht nur der maximale Teil der Spannungskurve herausgeschnitten wurde, sondern die ganze sinusförmige Halbperiode (Fig. 21a) an der Röntgenröhre

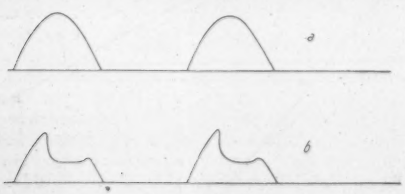


Fig. 21a und b.

lag. (Jeder zweite Wechsel war abgedrosselt.) Infolgedessen können unsere Überlegungen nicht ohne weiteres auf seine Resultate übertragen werden. Immerhin ist in der Wehneltschen Arbeit mancherlei enthalten, das unsere Ausführungen zu stützen vermag.

1) A. Wehnelt, l. c.

Auch beim Betrieb mit sinusförmigen Halbperioden steigt die Spannung erst bis zu einem hohen Wert, der Zündspannung, an und fällt dann auf einen tief liegenden, der dem stabilen Betrieb der Röntgenröhre entspricht. (Siehe die rein schematische Wiedergabe in Fig. 21b, die der Fig. 3 der Wehneltschen Arbeit entspricht.) Interessant ist der von Wehnelt erwähnte Spannungsanstieg gegen Ende der Halbperiode. Daß hier bei dem langsamen Stromabfall ein Wiederansteigen der Spannung erfolgt, ist dadurch zu erklären, daß hier die Leitfähigkeit in der Röhre noch Zeit hat, wieder, wenigstens bis zu einem gewissen Grade, abzunehmen. Die Kurve entspricht dem Betrieb einer weichen Röhre. Bei einer härteren (Fig. 4 und 5 der Wehneltschen Arbeit) findet sich gleichfalls der Anstieg bis zur Zündspannung und das dann folgende Herabsinken auf einen niedrigen Wert. Ob hier ein Wiederanstieg der Spannung gegen Schluß der Kurve stattfindet, ist auf den Reproduktionen nicht zu erkennen.

V.

Außer den im vorigen Abschnitt besprochenen Erscheinungen wird unsere Theorie auch zur Erklärung mancher anderen Versuchsergebnisse zu gebrauchen sein. Wir wollen im folgenden noch ein Problem behandeln, das, wie ich hoffe, auf Grund der Charakteristikendarstellung einer neuen Lösung zugeführt werden kann. Bekanntlich hat man sich in der letzten Zeit die Aufgabe gestellt, die Röntgenstrahlen so hart zu machen, daß sie in der Tiefentherapie in erfolgreichen Wettbewerb mit den γ-Strahlen des Radiums treten können. Würde dies gelingen, so würde es möglich sein, an Stelle der sehr kostspieligen Radiumpräparate die viel billiger zu betreibende Röntgenröhre zu setzen, wenigstens so weit es sich um die Behandlung mit durchdringungsfähigen Strahlen handelt.

Dessauer[1]) benutzt zur Erzeugung härtester Röntgenstrahlen den Hochspannungsgleichrichter und läßt wenige aber sehr intensive Stromstöße durch die Röhre gehen. Er findet in Übereinstimmung mit unserer Theorie, daß bei Vergrößerung der Pausen zwischen den einzelnen sinusförmigen Halbwellen eine Steigerung der Härte eintritt und läßt deswegen nur jeden zweiten Wechsel der sinusförmigen Spannungskurve zur Einwirkung auf die Röhre kommen.

Unsere Charakteristikenbetrachtung zeigt eine neue Lösung des Problems. Sollen die Röntg-

1) F. Dessauer, Radium, Mesothorium und harte X-Strahlung. Verlag von O. Nemnich. 1914.

genstrahlen sehr hart sein, so muß nach unseren Voraussetzungen während der ganzen Dauer der Strahlenemission eine hohe Spannung an der Röhre liegen. Das ist dadurch zu erreichen, daß man (siehe Fig. 22) den Betriebszustand,

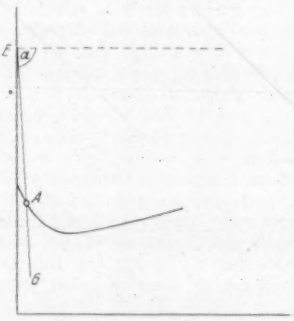


Fig. 22.

der sich bei jedem Stoß einstellt, möglichst auf den abfallenden Teil der Charakteristik verlegt. Um hier aber einen stabilen Betriebszustand möglich zu machen, muß man die in jedem Stoß erreichte Spannung E und auch den Ohmschen Widerstand des Sekundärkreises sehr groß wählen. Man kommt so, wenn man unter dem Winkel a die steile Widerstandslinie G zieht, zu dem Betriebszustand A. Da außerdem beim Beginn jedes Stoßes die Zündspannung der Röhre überstiegen werden muß, so liegt im Mittel eine recht hohe Spannung an der Röntgenröhre und die ausgesandten Strahlen sind sehr hart.

Zur Erreichung eines großen Widerstandswertes im Sekundärkreis kann entweder ein besonderer Flüssigkeitswiderstand eingeschaltet oder der Sekundärspule des Induktoriums ein großer Widerstand gegeben werden.

Um den Stromdurchgang in jedem Stoß noch weiter abzukürzen, kann man die oben beschriebene Wirkung der Luftfunkenstrecke mit der neuen Schaltungsanordnung vereinigen. Die Wirkung würde dann die sein, daß fast nur die durch die Zündspannung in der Röhre ausgelösten Strahlen zur Emission kommen.

Noch ein dritter Gesichtspunkt kommt hinzu: Sollen die durch die Zündspannung erzeugten Strahlen sehr hart sein, so darf die Zündspannung nicht durch irgendwelche Nebenumstände herabgesetzt werden. Es ist daher die Wirkung der schnellen elektrischen Schwingungen der Sekundärspule (siehe IV, E), so gut wie möglich zu beseitigen. Es ist zur Dämpfung der Schwingungen zweckmäßig, den Draht in der Sekundärspule ziemlich dünn zu wählen und auch die Flüssigkeitswiderstände, die eventuell noch eingeschaltet werden, direkt an die Klemmen der Röntgenröhre zu legen. Es würde die Schaltung am zweckmäßigsten so anzuordnen sein, daß (siehe Fig. 23) von den

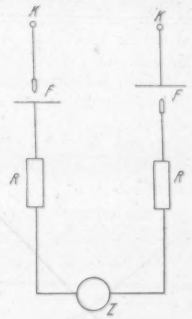


Fig. 23.

Sekundärklemmen K, K die Leitung über die beiden Luftfunkenstrecken FF und die beiden Flüssigkeitswiderstände RR zur Röntgenröhre Z führt. Die Funkenstrecken haben als eine Elektrode eine Spitze als andere eine Platte und sind so gerichtet, daß sie die Schließungsinduktion von der Röhre fernhalten.

Bei dieser neuen Betriebsform würde durch die Röntgenröhre eine Entladung gehen, die einer Funkenentladung — im Gegensatz zu der dem Lichtbogen ähnlichen Entladung bei gewöhnlichem Betrieb — entspricht.

Die geringe Strahlenintensität beim Betrieb einer Röhre ließe sich durch gleichzeitigen Betrieb mehrerer Röhren — z. B. in der sogenannten Triplexschaltung[1]) — vergrößern.

Ich hoffe, später über Versuchsergebnisse mit der neuen Schaltungsanordnung berichten zu können.

Zusammenfassung.

Ausgehend von den von H. Kröncke experimentell bestimmten statischen Charakteristiken von Röntgenröhren verschiedenen Härtegrades wird unter bestimmten Annahmen eine Theorie für das Verhalten der Röntgenröhre unter den in der Praxis gewöhnlich vorkommenden Versuchsbedingungen gegeben. Diese Theorie stützt sich auf die Annahmen,

1) Albers-Schönberg, Seeger, Lasser, Das Röntgenhaus. Verl. v. Leineweber 1915, S. 85ff.

1. daß bei einer Röntgenröhre wie beim Lichtbogen eine Hysteresis vorhanden ist;

2. daß die Härte der Strahlen bei veränderlichen Vorgängen proportional der in jedem Augenblick an der Röhre liegenden Spannung ist;

3. daß die Kurve der von der Hochspannungsquelle gelieferten Spannung aus einzelnen kurzen Stößen besteht.

Es läßt sich so der Verlauf der Spannung an der Röhre ableiten und zeigen, daß in jedem Spannungsstoß erst eine Zündspannung überstiegen werden muß, und daß sich dann der Betriebszustand auf den durch die statische Charakteristik bedingten Betriebspunkt einstellt. Mit dieser Theorie wird eine Anzahl von Versuchsergebnissen des praktischen Röntgenbetriebes erklärt und für das Problem der Erzeugung sehr harter Röntgenstrahlen eine neue Lösung gegeben.

Physikalisches Laboratorium der Bergakademie Freiberg i. S.

(Eingegangen 4. November 1915.)

Über einen thermodynamischen Integrator.

(Bemerkung zu einer Notiz des Herrn W. Drägert.)

Von R. Gans.

Herr Drägert[1]) beanspruchte kürzlich die Priorität für die Beschreibung eines Apparats, der mechanisch die Kurve der maximalen Arbeit bei gegebener Energiekurve zeichnet, sicherlich ohne zu wissen, daß Herr Pereyra Miguez und ich schon längere Zeit vor unserer Publikation in dieser Zeitschrift[2]) unsern Integrator der Öffentlichkeit übergeben hatten.

Da mir selbst nichts daran liegt, den von uns angefertigten Integrator zuerst erdacht zu haben, sondern da sich mein Interesse darauf richtete, ein Instrument so durchzukonstruieren, daß es praktisch brauchbar ist, so würde ich auf die Notiz des Herrn Drägert nicht eingehen, wenn ich nicht den Wunsch hätte, im Interesse meines Mitarbeiters Herrn Pereyra Miguez einige Bemerkungen über die Zeit der Konstruktion unseres Integrators zu machen.

Im April 1914 fiel mir die geometrische Eigenschaft ein, auf die die Wirkungsweise des Apparats begründet ist. Dieselbe wurde noch im selben Monat in öffentlichem Vortrag in La Plata von Herrn Geheimrat Nernst erwähnt.

Da diese Eigenschaft unmittelbar, d. h. ohne Hinzufügen irgendeines Gedankens, die graphische Methode der Integration ergibt, kann ich nicht zugeben; daß Herr Drägert durch Angabe eines graphischen Verfahrens „darüber hinaus“ (d. h. über die mechanische Methode hinaus) die Aufgabe gelöst hat.

Die zeichnerische Methode erschien uns bei Kenntnis der geometrischen Eigenschaft der Kurve so selbstverständlich, daß wir sie in unserer Veröffentlichung gar nicht erwähnt haben.

Mir lag vielmehr daran, über die graphische Methode hinaus einen Apparat zu konstruieren, der mechanisch die vorliegende Aufgabe löst.

An diese Aufgabe machten Herr Pereyra Miguez und ich uns sofort, und das erste Exemplar unseres Integrators konnte, allerdings in technisch unvollkommener Form, bereits in der öffentlichen Vorlesung, die Herr Nernst am 6. Mai 1914 in La Plata hielt, vorgeführt werden.

Wir reichten das Manuskript zur Veröffentlichung in der von der hiesigen mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät herausgegebenen Zeitschrift aber erst am 12. Oktober 1914 ein[1]), als der von uns auch in der Physikalischen Zeitschrift beschriebene Apparat tadellos funktionierte und gestattete, unter anderen auch die in den Figuren 6 und 7 wiedergegebenen Integrationen in einigen Sekunden exakt auszuführen.

Die Dissertation des Herrn Drägert steht uns leider nicht zur Verfügung, da die Bibliotheksverhältnisse in Argentinien sehr schlecht sind. Hätten wir von dieser Kenntnis gehabt, würden wir natürlich nicht verfehlt haben, zu erwähnen, daß er in derselben die Beschreibung eines ähnlichen, allerdings nicht konstruierten Apparats angibt (wie aus seinem Zitat: „Wenn die technische Ausführung des Apparats auf Schwierigkeiten stoßen sollte, ...“ hervorgeht).

Ebenso bin ich sicher, daß Herr Drägert, wenn er bei der Drucklegung seiner Doktorarbeit von unserem Gedanken Kenntnis gehabt hätte, dies auch angegeben hätte.

Es ist selbstverständlich, daß ich aus den Angaben des Herrn Drägert, daß er das Problem im Frühjahr 1914 gelöst und dieses dann in seiner im Juli und August vorigen Jahres gedruckten Dissertation niedergelegt hat, nicht schließen kann, daß er später als wir die dem Apparate zugrunde liegende geometrische Eigenschaft gekannt hat.

Zur Erhärtung seines Prioritätsanspruchs

1) W. Drägert, diese Zeitschr. **16**, 295, 1915.
2) R. Gans u. A. Pereyra Miguez, diese Zeitschr. **16**, 247, 1915.

1) Siehe R. Gans u. A. Pereyra Miguez, Contribución al estudio de las ciencias físicas y matemáticas. Universidad Nacional de La Plata, vol. I. pag. 83. 1915.

müßte er aber einen Zeitpunkt angeben, der vor der Vorlesung im April 1914 liegt, in welcher Herr Nernst in La Plata öffentlich über unsern Apparat gesprochen hat.

La Plata, 12. Oktober 1915.
Instituto de Física.

(Eingegangen 16. November 1915.)

Zur vorstehenden Bemerkung von R. Gans.

Von W. Drägert.

Meine Notiz „Über die graphische und mechanische Berechnung chemischer Affinitäten aus thermischen Messungen“[1]) diente lediglich der durch die genannte Veröffentlichung gebotenen Feststellung, daß parallel mit der Lösung der Aufgabe durch die Herren R. Gans und Pereyra Miguez[2]) dieselbe Aufgabe bereits im Frühjahr 1914 (bereits: bezogen auf den Zeitpunkt der späten Veröffentlichung) durch mich ihre Lösung gefunden hatte, ohne damit etwa bei der Nichtigkeit des Gegenstandes einen Prioritätsstreit entfachen zu wollen. Die folgenden Zeilen sind daher nur in dem Sinne zu nehmen, als mit ihnen über einige Punkte der Gansschen Bemerkung Klarheit geschaffen werden soll.

Daß der mechanischen Integration der in Frage kommenden Differentialgleichung der wertvollere Teil des Gedankens zukommt, steht so zweifellos, daß der Mitteilung des graphischen Verfahrens „darüber hinaus“ keine Wertschätzungsforderung untergelegt zu werden brauchte, weil es sich, wie im Text gesagt, „natürlich“ mit der Erkenntnis des der Affinitätskurve zugrunde liegenden Differentialgesetzes ergab. So diente seine Angabe lediglich zur Feststellung des Umfanges der Lösung. Ich selbst habe mich seinerzeit zur Aufnahme des selbstverständlich gegebenen graphischen Verfahrens durch Herrn Professor Nernst veranlaßt gesehen, da die graphischen Integrationsmethoden den physikalischen Chemikern nicht immer geläufig sein dürften, und da sie für mich einigen Wert dadurch erhielt, als ich in ihr das Minimum der Leistung eines brauchbaren Integraphen hatte, denn, so sonderbar es klingen mag, das Nernstsche Institut nahm an der mechanischen Ausführung der fundamentalen Integration kein Ausführungsinteresse, und ich persönlich wollte die Mittel zum Bau des Apparates nicht aufwenden. Ich habe daher auch auf jede weitere konstruktive Durchbildung des in der Dissertation anhangsweise beschriebenen Integraphen verzichtet.

Zu der in Frage stehenden mechanischen Integration war ich durch eine Bemerkung des Herrn Nernst angeregt worden, als er es für wünschenswert bezeichnete, die Affinitätskurve möglichst automatisch aus der Energiekurve zeichnen zu können. Das war vor seiner Ausreise nach Argentinien. In den darauf folgenden Tagen habe ich den Weg auf Grund des zweiten Hauptsatzes entwickelt und zuerst in einem Brief Herrn Professor Eucken darüber Mitteilung gemacht. Es mag dieses in den ersten Tagen des April gewesen sein. So viel über den genaueren Zeitpunkt. Von der Amerikareise zurück, erhielt Herr Nernst Kenntnis und teilte mir dabei mit, daß die Herren Gans und Pereyra Miguez etwa das gleiche getan hätten, so daß ich in der Dissertation noch folgenden Nachsatz aufnahm: „Wie mir Herr Professor Nernst mitteilt, haben die Herren Gans und Pereyra Miguez in La Plata die gleiche Aufgabe etwa gleichzeitig gelöst“. Ich hatte allerdings keine Kenntnis, daß jene Mitteilung in öffentlichem Vortrag gemacht worden war, sonst hätte ich die gleiche Bemerkung in dieser Zeitschrift mit aufgenommen. Außerdem sprach mit, daß eine auszugsweise gefertigte Abschrift des nunmehr zum Abdruck gelangten Anhangs der Dissertation Herrn Nernst zur Übersendung an die Herren Gans und Pereyra Miguez auf dessen eigenen Wunsch behändigt worden war. Sie hat offenbar ihre Empfänger verfehlt.

Mit diesen Bemerkungen dürfte die Angelegenheit erledigt sein, da durch sie öffentlich festgestellt ist, daß die gleiche Aufgabe etwa gleichzeitig in der alten wie in der neuen Welt ihre Lösung gefunden hat.

Kiel, den 30. November 1915.

(Eingegangen 1. Dezember 1915.)

1) Diese Zeitschr. **16**, 205, 1915.
2) Diese Zeitschr. **16**, 247, 1915.

BESPRECHUNGEN.

Wolfg. Ostwald, Die Welt der vernachlässigten Dimensionen. Eine Einführung in die moderne Kolloidchemie mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendungen. gr. 8°. X u. 219 S. mit Abbildungen. Dresden, Th. Steinkopff. 1915. Gebunden M. 5.75.

Die „Welt der vernachlässigten Dimensionen" nennt der Verfasser das Gebiet der modernen Kolloidchemie, und es ist seine Absicht durch sein Buch recht lebhaft zum Besuche dieser Welt einzuladen und bei einer ersten Reise dahin „Baedeker" zu sein. Das Buch ist aus einer Reihe von Vorträgen entstanden, die der Verfasser an amerikanischen Universitäten gehalten hat. Er hebt die Förderung hervor, die ihm das häufige Behandeln desselben Gegenstandes, rasch hintereinander und vor wechselnden Zuhörerschaften, für die Didaktik der Darstellung gebracht habe. In der Tat, es ist so eine überaus fesselnde Einführung in das Gebiet der Kolloidchemie entstanden, klar disponiert, durch schöne Experimente gestützt, durch anregende Ausblicke belebt. Der Stoff wird folgendermaßen gegliedert: I. Grunderscheinungen des kolloiden Zustandes, Kolloide als disperse Systeme. II. Systematik der Kolloide und ihre physikalisch-chemischen Eigenschaften in Abhängigkeit vom Dispersitätsgrad. III. Die Zustandsänderungen der Kolloide. IV. Die wissenschaftlichen Anwendungen. V. Die technischen und praktischen Anwendungen der Kolloidchemie.

Es ist immer herzerquickend, jemand zu finden, der in einer Idee lebt und webt, und begeistert für sie wirkt und spricht. Der Verfasser ist so ein Mann und darum ist sein Buch eine Freude für jeden, der wissenschaftlich begeisterungsfähig ist. Es will ja kein Lehrbuch sein, obschon reichliche Anmerkungen und Zitate überall auf die strenge Literatur verweisen, es will vielmehr vor allem hinweisen auf die Fülle der Gesichte, die sich unter der Devise Kolloidchemie dem Schauenden öffnet. Gerade für die Fernerstehenden ist es bestimmt, zu denen der Ruf bisher noch nicht direkt gedrungen ist. Ihnen soll gezeigt werden und wird gezeigt, was alles schon die kolloidchemische Betrachtungsweise an Rätseln gelöst hat und wieviel Lösungen sie auf Schritt und Tritt verspricht. Auch der Physiker wird sich, glaube ich, mit dem kolloidchemischen Zustand mehr und mehr auseinandersetzen müssen. Zum mindesten stellt das Gebiet Aufgaben vor ihn hin, die sein größtes Interesse verdienen; Aufgaben, die vielleicht dem allgemeinen physikalischen Problem „Materie" unmittelbarer an die Wurzeln reichen, wie irgend sonst ein modernes Gebiet, selbst die Chemie der radioaktiven Stoffe und die Spektralanalyse nicht ausgenommen.

So verdient das erfreuliche, übrigens schön ausgestattete Buch auch in Physikerkreisen eine recht große Verbreitung. H. Th. Simon.

P. Köhn, Die elektrische Kraftübertragung. (Aus Natur und Geisteswelt, Band 424.) VI und 121 S. Leipzig und Berlin, B. G. Teubner. 1915. Geh. M. 1.—, geb. M. 1.25.

Wer sich informieren will, welche verschiedenen Methoden der Übertragung mechanischer Energie mit elektrischen Hilfsmitteln wir besitzen, wie und wo alle diese Methoden Anwendung finden und welches ihre ungefähre Wirkungsweise ist, der findet in dem Büchlein einen reichhaltigen und gewandt abgefaßten Führer. Wissenschaftliche Tiefe ist nicht beabsichtigt und darf nicht verlangt werden. Gutgewählte Abbildungen helfen zu einer Anschauung des Gelesenen.

H. Th. Simon.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Technischen Hochschule Danzig Dr. Richard Grammel für Mechanik.

Ernannt: Der Professor der Chemie Dr. J. v. Braun zum Prorektor der Technischen Hochschule Warschau, der Professor der Physik Dr. J. v. Kowalski zum Prorektor der Universität daselbst.

Verliehen: Den ord. ö. Professoren an der Technischen Hochschule Wien Hanns Freiherr Jüptner v. Jonstorff (für chemische Technologie anorganischer Stoffe) und Dr. Wilhelm Suida (für chemische Technologie organischer Stoffe) der Titel Hofrat.

Vom Lehramt zurück: Der ord. Professor für allgemeine und Experimentalchemie an der Universität Kiel Geh. Reg.-Rat Dr. Carl Harries (behufs Eintritts in die Direktion der Siemens-Schuckert-Werke), der a.o. Professor für Physikalische Chemie an der Universität von Michigan in Ann Arbor Dr. Samuel C. Lind (wegen Übertritts zum Denver U. S. Bureau of Mine Experiment Station, Abt. für Radium-Untersuchungen).

Gestorben: Der ord. Professor für Chemie, Mineralogie und Geognosie an der Forstakademie Eberswalde Geheimrat Dr. Adolf Remelé, der Professor der Chemie am Royal Naval College in Greenwich Vivian Byam Lewes, der ord. Professor für mechanische Technologie an der Technischen Hochschule Lemberg Hofrat Dr. Julius Jaxa Ritter v. Bykowski, der Professor der Chemie an der Böhmischen Staatsgewerbeschule in Prag Dr. Eduard Halla (bei den Kämpfen in Serbien gefallen), der Farbenchemiker Professor für organische Chemie an der Universität London Raphael Meldola.

Angebote.

Promovierter Physiker

(auch Kriegsbeschädigter),

von jungem aufblühenden Unternehmen auf sofort oder 1. Januar **gesucht.** Arbeitsgebiet: Wissenschaftliche Untersuchungen und Ausarbeitung physikalischer Apparate. Bei praktischem Geschick steht Abteilungsleitung in Aussicht.

Angebote mit Lebenslauf und Gehaltsansprüchen erbeten unter **S. H. 459** an die Geschäftsstelle der Physikalischen Zeitschrift: Leipzig, Königstraße 2.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. H. Th. Simon in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.